

Partikelgrößenbestimmung mittels eines Laser- Optischen Partikelzählers mit zwei Empfangswinkelbereichen

**Von der Fakultät für Umweltwissenschaften und Verfahrenstechnik der
Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus zur Erlangung des
akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation**

vorgelegt von

**Master-Ingenieur
Shaoliang Wang**

aus Hebei, China

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Riebel

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Ay

Tag der mündlichen Prüfung: 18.05.2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Konstruktion der Messeinrichtung mit zwei Empfangssystemen.....	4
2.1	Grundlagen zur Einzelteilchen-Streuung: Mie-Theorie.....	4
2.2	Stand der Technik und Problemstellung.....	8
2.3	Lösungsansatz durch Messeinrichtungen mit zwei Empfangswinkelbereichen.....	11
2.4	Mie-Berechnungen und Festlegung der zwei Empfangswinkelbereiche.....	12
3.	Optische Überlegungen.....	15
3.1	Abgrenzung des Messvolumens.....	15
3.1.1	Einfluss der Bildgröße der Partikeln auf die Messvolumenform.....	15
3.1.2	Auslegung der optischen Anordnung des Empfangssystems.....	18
3.1.2.1	Wahl der Linsen.....	18
3.1.2.2	Auslegung der optischen Anordnung.....	19
3.1.3	Einfluss der Abweichung der Partikel von der Ebene KK auf D_{Spot}	21
3.1.4	Einfluss der Blendendicke auf das Messvolumen	24
3.1.5	Diskussion und Zusammenfassung.....	28
3.2	Blenden, Messvolumen und Signale.....	30
3.2.1	Signalformen bei der Rechteckblende.....	30
3.2.2	Signalformen bei der T-Blende	35
3.2.2.1	Mögliche Signalformen.....	35
3.2.2.2	Betrachtung der Eintrittsfläche der Partikeln.....	38
3.2.2.3	Abgrenzung einer Messzone ohne Randzonenfehler.....	39
3.3	Optische Positionierung und Justierung des LAZEW	43
3.3.1	Ziel der Justierung.....	43
3.3.2	Geometrische Erläuterung des Justiervorgangs.....	45
3.3.3	Schritte zur Justierung.....	47
3.4	Fokussierung des Laserstrahls.....	51
4.	Moderne digitale Signalverarbeitung.....	54
4.1	Moderne Hardware.....	54
4.2	Optimierung der Softwareroutine zur Datenübertragung.....	57
5	Testaerosolgenerierung.....	60
5.1	Versuchsanlage.....	60
5.2	Kalibrierung der Kennlinie des Aerosolgenerators.....	62

6	Signalerkennung und -verarbeitung.....	66
6.1	Partikelsignalerkennung: primäre Signalanalyse.....	66
6.2	Sekundäre Signalanalysen.....	70
7	Grundlagenuntersuchungen.....	77
7.1	Verteilung der zeitlichen Partikelintervalle.....	77
7.2	TP- und HP-Verteilungen und die Messzoneabgrenzung.....	82
7.3	Partikelzählrate bezüglich der Partikelgröße ($\alpha - T_s$ Kurve).....	87
7.4	Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Kalibrierungskurven.....	88
8.	Neues Verfahren zur Partikelgrößenbestimmung auf Basis von LAZEW.....	95
8.1	Theorie.....	95
8.2	Mathematische Modellierung.....	99
8.2.1	Datenform für die Spitzenwerte der Signalaare.....	99
8.2.2	Kalibriermatrix.....	100
8.2.3	Auswertung basierend auf den Matrizen.....	102
8.3	Kalibrierung der Kurve	102
8.4	Versuchsergebnisse und Diskussion.....	104
8.5	Ausblick und Weiterentwicklung.....	108
9	Koinzidenzfehler der Messeinrichtung (Theorie).....	110
9.1	Koinzidenzfehlerquellen der Messeinrichtung.....	110
9.2	Einschätzen des Koinzidenzfehlers.....	113
9.3	Diskussion und Ausblick.....	115
10	Zusammenfassung und Ausblick.....	118
Anhang A	Optische Anordnung von LAZEW und derer Blockschaltbild der Messdatenverarbeitung.....	121
Anhang B	Simulation des Messvolumens von einem Empfangssystem.....	122
	Symbolverzeichnis.....	123
	Literaturverzeichnis.....	128
	Danksagung.....	135
	Lebenslauf.....	136

1. Einleitung

Als Aerosole bezeichnet man flüssige oder/und feste Teilchen, die fein in einem Gas verteilt sind. Das Gas ist in vielen Fällen Luft. Die Aerosolpartikeln können sehr verschiedene Formen, Größen und Konzentrationen sowie chemische Zusammensetzungen annehmen. Die Untersuchung von Aerosolpartikeln hinsichtlich ihrer Größe und Form stellt ein grundlegendes Problem der Mechanischen Verfahrenstechnik dar. Je kleiner die Teilchen sind, desto schlimmer ist ihre Wirkung, zeigen Forschungsergebnisse. Die Weltgesundheitsorganisation WHO hat berechnet, dass bereits $10\text{ }\mu\text{g}$ Feinstaub in 1m^3 Luft eine Verkürzung der Lebenserwartung um ein halbes Jahr bewirken [1]. Die Charakterisierung solcher disperser Systeme durch Partikelgröße und Konzentration ist für den Umweltschutz und die Abgasbehandlung immer wichtig und notwendig.

Die Größe der Partikeln reicht von Zusammenballungen einzelner Moleküle (1nm) bis zu einer Größe von ca. $100\text{ }\mu\text{m}$. Besonders interessant für die Mechanische Verfahrenstechnik ist der Bereich zwischen 10nm und $10\text{ }\mu\text{m}$, für den viele Messmethoden für unterschiedliche Anwendungen schon vorhanden sind [2-3]. Für die Auswahl des für die Messaufgabe geeigneten Messgerätes steht der zu untersuchende Größenbereich an erster Stelle. Die Anzahlkonzentration ist auch ein wichtiges Kriterium. Liegt die zu messende Anzahlkonzentration außerhalb des von dem Messgerät erlaubten Bereichs, wird der Messfehler erheblich. Man muss dann ein anderes geeignetes Gerät finden oder das Aerosol verdünnen. Die Verdünnungsanlage soll nicht die Partikelgrößenverteilung verändern. Darüber hinaus lautet eine grundlegende Erkenntnis aus der Physik, dass jeder Messvorgang das zu untersuchende Objekt beeinflussen kann. Bei manchen kritischen Anwendungsfällen, z.B. bei lockeren Agglomeraten, die schon bei geringer mechanischer Belastung zerstört werden, oder bei Partikeln aus einem Material, das nur unter einer bestimmten Umgebung (hoher Temperatur oder hohem Druck [4-6]) chemisch oder physikalisch stabil ist, wird daher meistens auf die Probenahme verzichtet, will man Merkmale einer dispersen Phase im ursprünglichen Zustand bestimmen. Seit dieses Problem erkannt ist, versucht man Messverfahren zu entwickeln, bei denen eine Probenahme vermieden werden kann, und bei denen das zu untersuchende Objekt berührungslos und in situ gemessen werden kann [7, 8]. Dazu zählt der optische Partikelzähler (OPZ). Dieser funktioniert wie folgt:

Einzelne Teilchen passieren ein intensiv beleuchtetes Messvolumen. Das von den Teilchen gestreute Licht wird mittels eines aus Linsen und Blenden bestehenden Systems auf einen photoelektrischen Sensor (PD, APD, PMT) fokussiert und dabei als Streulicht-Impuls empfangen, wobei die Impuls-Höhe in die Teilchengröße umgerechnet wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird eine neue Messeinrichtung: Laserlicht-Partikelzähler mit zwei unterschiedenen Empfangswinkelbereichen (**LAZEW**) zur Ermittlung der Partikelgrößen gebaut und systematisch untersucht. Als Lichtquelle wird eine Laserdiode eingesetzt. Innerhalb des Laserstrahls wird ein Messvolumen durch die zwei Empfangssysteme rein optisch abgegrenzt. Aus dieser Messeinrichtung ergeben sich zwei Kalibrierkurven, die den Zusammenhang von Partikelgröße und Impulshöhe beschreiben können. Das heißt, für jede Partikel, die durch das Messvolumen passiert, werden zwei Signale gemessen. Zur Bestimmung von deren Größe kann jede Kombinationsmöglichkeit der beiden Impulshöhen bzw. Kalibrierkurven (speziell im Kapitel 8) im Prinzip genutzt werden. Die Problematik der Mehrdeutigkeit beim Laserlicht wird dadurch vielfach erleichtert oder auch gelöst. Für kritische Anwendungsfälle bleibt die Messung in situ noch realisierbar.

Alle Messverfahren unterliegen Beschränkungen, die sich auf die Qualität der Messergebnisse auswirken. Der OPZ ist auf jeden Fall keine Ausnahme. Koinzidenzfehler, die dadurch entstehen, dass sich mehr als eine Partikel zu einer bestimmten Zeit im Messvolumen aufhalten. Es wird ein höherer Streulichtimpuls gemessen, dem eine einzelne Partikel zugeordnet wird, die in der Regel einen größeren Durchmesser besitzt. Der Koinzidenzfehler ruft also sowohl Zählfehler als auch Fehler in der Partikelgrößenverteilung hervor. Er nimmt bei anwachsender Konzentration zu und bewirkt bei dem konventionellen OPZ, dass die gemessenen Verteilungen nach dem groben Bereich hin verschoben werden. Raasch und Umhauer [9] haben eine Korrekturmethode gegen die Koinzidenzfehler für den Spezialfall von Koinzidenzen aus zwei Partikeln entwickelt. Ob die allgemeine Beschreibung für die aktuelle Konstruktion noch gilt, ob diese Methode direkt auf LAZEW übertragbar ist und auf was es sonst noch ankommt, wird im Kapitel 9 der vorliegenden Arbeit systematisch erläutert. Außerdem ist der Randzonenfehler eine weitere Fehlerquelle für die Streulichtmessgeräte, die mit rein optischer Messvolumenabgrenzung arbeiten. Durchläuft eine Partikel die Randzone des Messvolumens, setzt sie sich dem Randzonenfehler aus. Die Impulshöhe wird kleiner gemessen. In der vorliegenden Arbeit kann der Fehler apparativ korrigiert werden, wobei ein randzonenfehlerfreies Messvolumen möglich ist (siehe Kapitel 3.2).

Außer den oben genannten Fehlerquellen setzt die Messgenauigkeit vor allem eine gute optische Positionierung und Justierung der Messeinrichtung voraus. Im Vergleich mit den herkömmlichen Messgeräten mit einem Empfangssystem ist der Aufwand zur richtigen Einstellung der optischen Bauteile bei LAZEW vielfach komplizierter. Eine Vorgehensweise für eine rationelle Positionierung und Justierung wird in Kapitel 3.3 entwickelt.

Dank der heutigen Computer-Technologie wird eine schnelle Messkarte (schneller Digitalizer: NI5112) zur Erfassung der Signale in den LAZEW eingebaut, und damit wird die moderne digitale Signalverarbeitung, die für die Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit erforderlich ist, erst realisierbar. Die Totzeit, die als Fehlerquelle die OPZ mit analoger Signalverarbeitung begleitet, wird durch sorgfältige Hardware-Konfiguration und intelligente Softwareroutine total beseitigt. (siehe Kapitel 4)

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Grundlagenuntersuchung der ausgeführten Messeinrichtung. Über manche vertiefende Themen wird auch theoretisch diskutiert.

2. Konstruktion der Messeinrichtung mit zwei Empfangssystemen

2.1 Grundlagen zur Einzelteilchen-Streuung: Mie-Theorie

Die Theorie der Streuung an Einzelpartikeln beschreibt die Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit einem Streuteilchen. Bereits in den Jahren 1890 bzw. 1908 [10] veröffentlichten Ludvig V. Lorenz bzw. Gustav Mie unabhängig voneinander eine Theorie, die die Lichtstreuung an Kugeln beschreibt. Hierbei betrachtet man eine kugelförmige Partikel, die aus einem beliebigen isotropen homogenen Material besteht. Sie befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems, und wird von einer monochromatischen ebenen unendlich ausgedehnten elektromagnetischen Welle beleuchtet. Die auf die Partikel einfallende Welle wird durch die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten \vec{E}_i und \vec{H}_i beschrieben, wobei die Einfallsebene parallel zur Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors \vec{E}_i definiert wird. Die Streuebene (außer für exakt geradeaus gestreutes Licht) wird durch den Winkel zwischen der Richtung der einlaufenden Welle sowie der Richtung des Streulichtes θ aufgespannt, und durch den Azimutstreuwinkel φ (Polarisationswinkel) eindeutig angegeben. Die Parameter sind in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

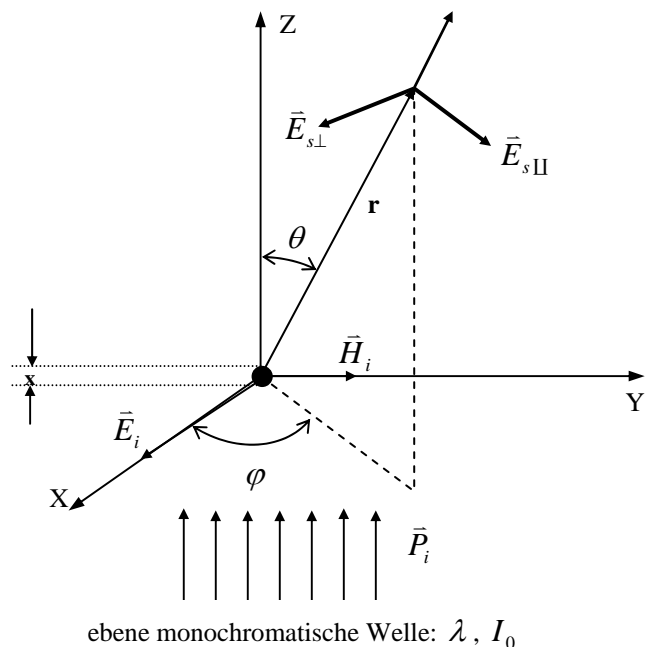


Abb. 2.1 Schematische Darstellung der Streuung an einer Partikel

Nach der Mie-Theorie wird die gestreute Welle bei dem Beobachtungspunkt, der mit dem Abstand r (im Fernfeld: $r \gg x$) von dem Partikelzentrum entfernt ist, in zwei Komponenten aufgeteilt: S_1 bzw. i_1 sind senkrecht polarisiert zu der Streuebene, S_2 bzw. i_2 parallel dazu. Sie sind von dem Raumwinkel θ abhängig. Die Gesamtintensität ergibt sich nach Gleichung 2.1.

$$I_s(\theta, \varphi) = I_0 \cdot \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi^2 \cdot r^2} \cdot [i_1(\theta) \cdot \sin^2 \varphi + i_2(\theta) \cdot \cos^2 \varphi] \quad (2.1)$$

Hierbei sind I_0 die Intensität und λ die Wellenlänge des einfallenden Primärlichtes. $i_1(\theta) = |S_1|^2$ und $i_2(\theta) = |S_2|^2$ sind die sog. reellen Intensitätsfunktionen bzw. $S_1(\theta)$ und $S_2(\theta)$ die zugehörigen komplexen Amplitudenfunktionen, bei denen es sich um unendliche Reihen handelt, deren Glieder aus Produkten der Mie-Koeffizienten und Kugelfunktionen bestehen. Sie werden mit Gleichung 2.2 a und 2.2 b beschrieben.

$$S_1 = \sum_{n=1} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)) \quad (2.2a)$$

$$S_2 = \sum_{n=1} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)) \quad (2.2b)$$

Die Größen π_n und τ_n charakterisieren die Ausbreitungsrichtung des Streulichtes, und beschreiben sich mit

$$\pi_n = \frac{P_n^{(1)}(\cos \theta)}{\sin \theta} = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} \quad (2.3a)$$

$$\tau_n = \frac{dP_n^{(1)}(\cos \theta)}{d\theta} \quad (2.3b)$$

Dabei sind $P_n(\cos \theta)$ und $P_n^{(1)}(\cos \theta)$ die Legendre-Polynome der n -ten Ordnung bezüglich $\cos \theta$ und ihre Ableitung. a_n , b_n sind die sog. Mie-Koeffizienten. Sie sind eine Funktion von dem Größen-Parameter α , der durch das Verhältnis vom Partikeldurchmesser x zur Wellenlänge des einfallendes Lichtes λ definiert wird,

$$\alpha = \frac{\pi \cdot x}{\lambda} \quad (2.4)$$

und werden berechnet zu

$$a_n = \frac{m \cdot \psi_n(m\alpha) \cdot \psi'_n(\alpha) - \psi_n(\alpha) \cdot \psi'_n(m\alpha)}{m \cdot \psi_n(m\alpha) \cdot \xi'_n(\alpha) - \xi_n(\alpha) \cdot \psi'_n(m\alpha)} \quad (2.5a)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(m\alpha) \cdot \psi'_n(\alpha) - m \cdot \psi_n(\alpha) \cdot \psi'_n(m\alpha)}{\psi_n(m\alpha) \cdot \xi'_n(\alpha) - m \cdot \xi_n(\alpha) \cdot \psi'_n(m\alpha)} \quad (2.5b)$$

Die Funktionen ψ_n und ξ_n sind Bessel- und Hankel-Funktionen, beschrieben durch

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{\pi \cdot x}{2}} \cdot J_{n+\frac{1}{2}}(z) \quad (2.6a)$$

$$\xi_n(z) = \sqrt{\frac{\pi \cdot x}{2}} \cdot H_n^{(2)}(z) \quad (2.6b)$$

In den Berechnungen kommt der Brechungsindex der Partikeln vor. Dessen reeller Teil beschreibt das Streuvermögen, der imaginäre das Absorptionsvermögen. Wenn sich die Partikel nicht im Vakuum (oder in der Luft) befindet, sondern in ein ebenfalls homogenes, isotropes, perfektes Dielektrikum eingebettet ist, wird der relative Brechungsindex zwischen dem Partikel m_p und dem Medium m_M

$$m = \frac{m_p}{m_M} = \frac{mr_p - i \cdot mi_p}{m_M} \quad (2.7)$$

in die Gleichung eingesetzt.

Die Funktionen π_n , τ_n , ψ_n und ξ_n sind unendliche Reihen, die durch ihre entsprechenden Rekursionsformeln [11-13] berechnet werden. Aber mit anwachsendem Größenparameter wird die Konvergenz der Mie-Reihen schlechter. Die numerischen Ausführungen finden sich in einer Vielzahl der Literaturstellen, Dave [14], Wiscombe [15-16], wobei die Rechengenauigkeit durch Rundungs- und Abbruchfehler eingehend untersucht und diskutiert wurde. Entsprechende Computerprogramme wie MIEV0 [15] und BHMIE [13] wurden auch vorgestellt.

Für die Streulicht-Partikelanalyse wird immer das von der Partikel gestreute Licht in einem bestimmten Raumwinkelbereich gemessen. Um die Streulichtleistung $F_s(\varphi, \theta_1, \theta_2)$, die auf

den Photodetektor mit einer bestimmten Apertur trifft, zu ermitteln, muss die Streulichintensität über die Empfängerfläche integriert werden. Abbildung 2.2 zeigt zwei typische Konfigurationen für den Streulichtempfang.

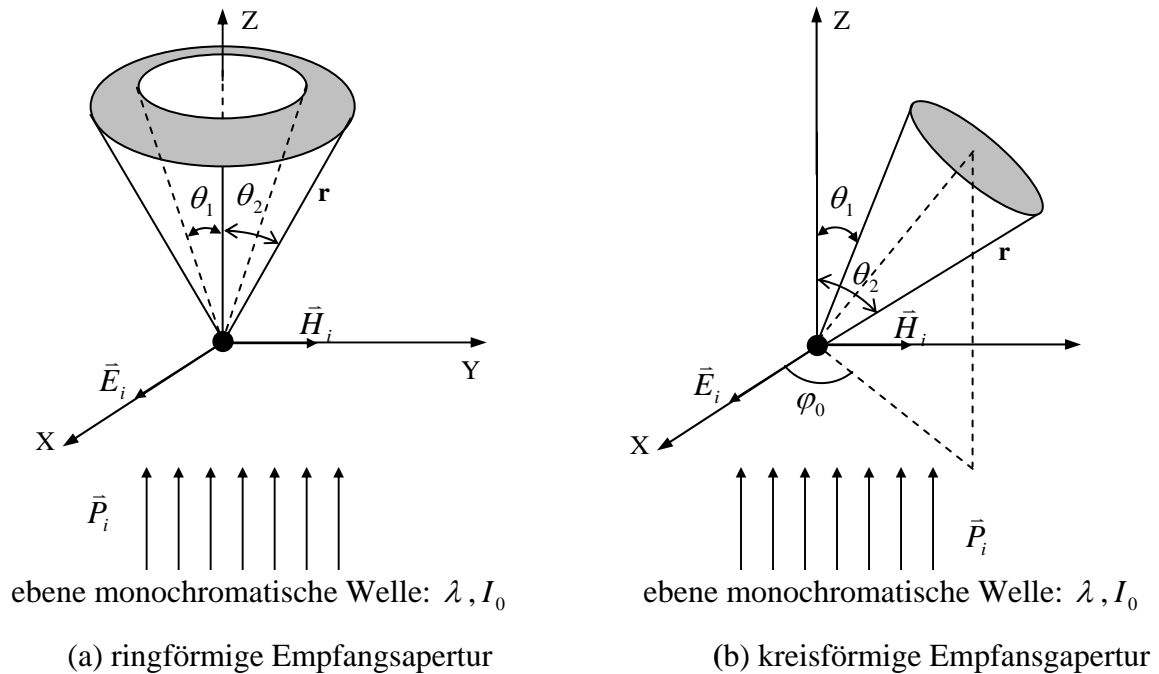


Abb. 2.2 Streulichtempfang auf verschiedene Weisen

Die der Abbildung 2.2 a entsprechende Formel ist:

$$F_s(m, \alpha, \lambda, \theta_1, \theta_2, \varphi_0) = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} [i_1(\theta) + i_2(\theta)] \cdot \sin \theta d\theta \quad (2.8)$$

Beim Lichtempfang gemäß Abbildung 2.2 b ist die mathematische Herleitung der Formel viel komplizierter, weil der Polarisationswinkelbereich für unterschiedliche Streurichtungen verschieden ist. Sie wird dargestellt mit

$$F_s(m, \alpha, \lambda, \theta_1, \theta_2, \varphi_0) = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left[[i_1(\theta) + i_2(\theta)] \cdot \Delta\varphi - \frac{i_1(\theta) - i_2(\theta)}{2} \cos 2\varphi_0 \sin 2\Delta\varphi \right] \sin \theta d\theta \quad (2.9)$$

Dabei kann der Polarisationswinkelbereich ausgerechnet werden durch

$$\cos \Delta\varphi = \frac{\cos \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} - \cos \theta \cos \frac{\theta_2 + \theta_1}{2}}{\sin \theta \sin \frac{\theta_2 + \theta_1}{2}} \quad (2.10)$$

In der Praxis lässt sich die Bedingung der ebenen monochromatischen Lichtwelle nur bedingt realisieren. Als Beleuchtung verwendet man multichromatische Weißlichtquellen oder Laser. Bei Verwendung von Weißlicht hat man zur Berechnung der Streulichtleistung zusätzlich über den Wellenlängenbereich zu integrieren, wobei die spektrale Strahlungsdichte der Lichtquelle und die spektrale Empfindlichkeit des Empfängers zu berücksichtigen sind. Auch mit Laserlicht, das zwar monochromatisch ist, jedoch eine gauß'sche Intensitätsverteilung hat, lässt sich die Bedingung von der ebenen Welle in der Mie-Theorie nicht in Strenge erfüllen. Wenn die zu untersuchenden Partikeln gegenüber dem Laserstrahl ausreichend klein sind, kann das Laserlicht im Prinzip ebenso als eine ebene Welle angesehen werden, so dass die Streulichtleistung direkt mit Gleichung 2.8 bzw. 2.9 berechnet werden kann, ohne die Korrektur vorzunehmen.

2.2 Stand der Technik und Problemstellung

Der Streulicht-Partikelzähler wird bei den verschiedenen Geräten auf sehr unterschiedliche Weise realisiert. Es gibt unterschiedliche Arten der Beleuchtung (monochromatisch oder Weißlicht), Messvolumenabgrenzung (rein optisch oder durch aerodynamische Fokussierung) sowie Unterschiede im Raumwinkelbereich (siehe Abbildung 2.2), in dem das Streulicht empfangen wird.

Je nach der Lichtquelle teilen sich die OPZ in zwei Gruppen ein: OPZ mit Weißlicht und mit Laserlicht. Weil mit Weißlicht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Streulichtleistung und Partikeldurchmesser über einen breiten Größenbereich besteht [12] (siehe Abbildung 2.3 a), findet das Weißlicht in den OPZ einen großen Einsatz (z.B. Polytec GmbH: OPZ-HC15, Palas GmbH: PCS2000). Aber leider haben Weißlicht-Quellen mit hoher Leuchtdichte auch eine Reihe Nachteile: hoher Preis, kurze Lebensdauer und große Abmessung. Die Lampenalterung und Intensitätsschwankungen können die Messungen beeinträchtigen, daher ist eine regelmäßige Kalibrierung mit Test-Partikeln notwendig. Die erhebliche Wärmeentwicklung von Weißlicht erfordert eine zusätzliche Kühlung. Darüber hinaus wird

ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Signalhöhe und Partikelgröße mit Weißlicht nur begrenzt realisiert, so dass das gestreute Licht meistens unter einem mittleren Winkel von 90° empfangen wird. Abbildung 2.4 stellt eine typische 90° -Anordnung von Weißlicht dar, wobei ein kleines Messvolumen auf Basis der Abbildung von Blenden zweier optischer Systeme, die eine bestimmte Öffnung besitzen, durch die Durchdringung von Beleuchtungsstrahlengang und Empfangsweg innerhalb der Strömung abgegrenzt wird.

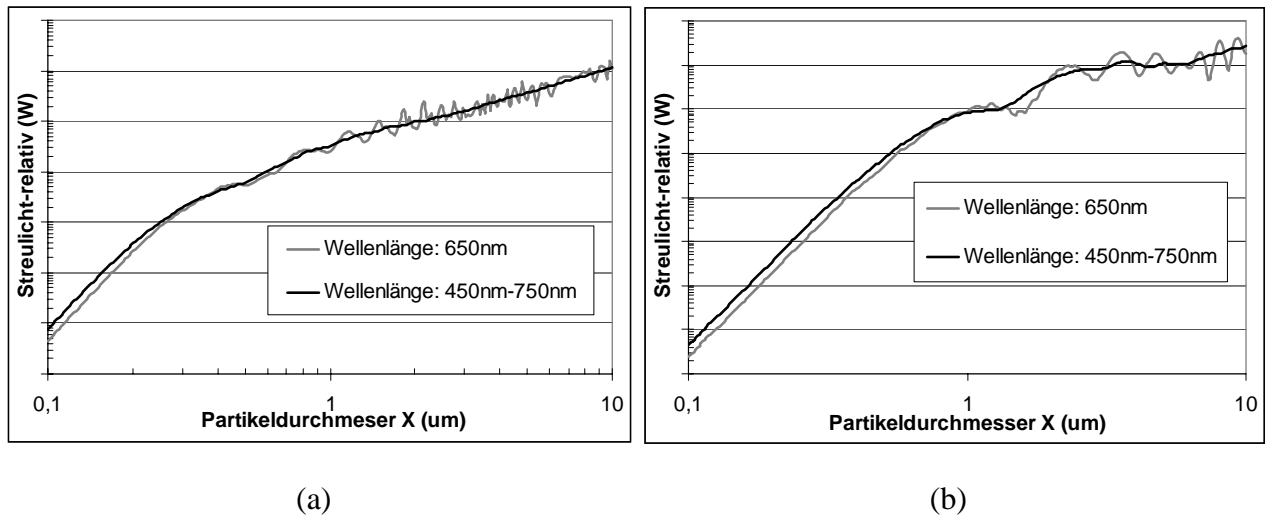


Abb. 2.3 Vergleich des Verlaufs der Kalibrierkurve zwischen Weißlicht und Laserlicht. Empfangswinkelbereich (gemäß Abbildung 2.2 b): (a) 85° - 95° , (b) 5° - 10° [17]. Das Spektrum von dem Photodetektor und Weißlicht ist nicht berücksichtigt.

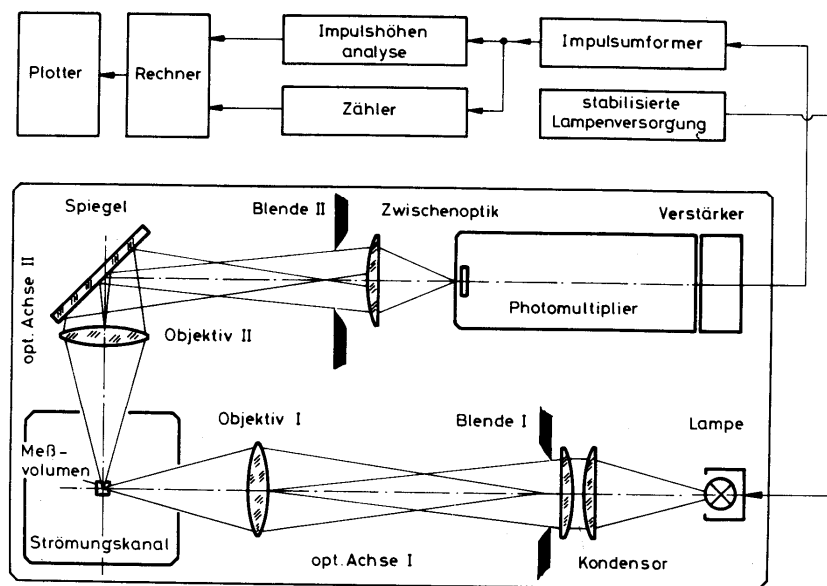


Abb. 2.4 Schematische Darstellung eines Streulicht-Zählanalysators mit rein optischer Messvolumenabgrenzung in 90° -Anordnung [18].

Ein Nachteil der 90° -Anordnung ist die geringste Streulichtausbeute (gemäß Ergebnissen der Mie-Theorie) im Vergleich zu allen anderen Winkelpositionen. Dadurch können mit einer solchen Einrichtung nicht die hohen Auflösungen erreicht werden. Ferner zeigen die Streumessungen unter 90° -Winkel größere Empfindlichkeit gegenüber Brechungsindex und Partikelform [19]. Aber mit anderen Winkeln als 90° verliert das Weißlicht den Vorteil der eindeutigen Zuordnung zwischen Streulichtintensität und Partikeldurchmesser (Abbildung 2.3 b). Die rein optische Messvolumenabgrenzung durch Überschneidung des Empfangswegs mit dem Beleuchtungsstrahlengang ergibt ein kleines Verhältnis Messvolumen/Messvolumen-Oberfläche (Abbildung 2.5), wobei die Gleichmäßigkeit der Ausleuchtung des Messvolumens schlechter wird. Der Randzonenfehler wird erheblicher.

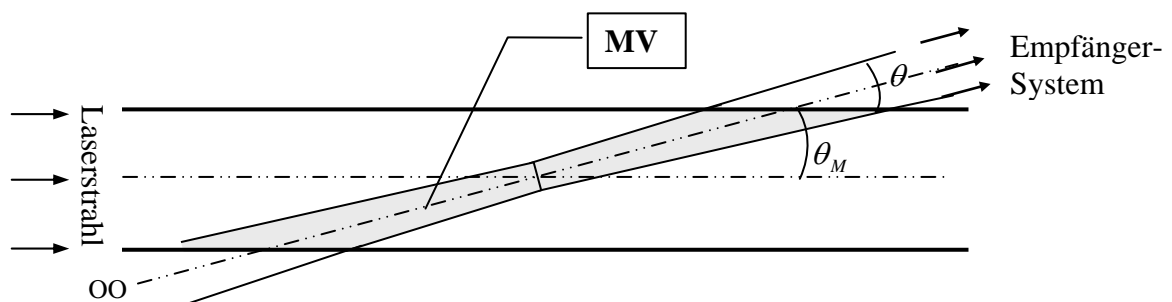


Abb. 2.5 Rein optische Abgrenzung des Messvolumens durch Empfangsweg und Beleuchtungsstrahlengang mit anderem Winkel als 90° -Anordnung

Dem Weißlicht gegenüber stehen die monochromatischen Laser. Als Lichtquelle hat der Laser viele Vorteile: Konstante Ausgangsleistung, hohe Betriebssicherheit und Zuverlässigkeit gewährleisten glaubwürdige Messergebnisse, somit kann auf die regelmäßige Kalibrierung im Prinzip verzichtet werden. Kleine Abmessungen ermöglichen einen einfachen und problemlosen Einsatz. Fokussierung und Kollimierung sind leicht. Außerdem gibt es Laser auch mit unterschiedlichen Versionen: Dauerstrich und modulierbar, wobei eine Modulation bis 100MHz möglich ist.

Der Laser als Lichtquelle hat auch zwei Nachteile. Erstens liefert er, anders als Weißlicht, normalerweise keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen Streulichtintensität und Partikelgröße. Insbesondere für den Partikelgrößenbereich um $1\ \mu\text{m}$ ist das Problem der Mehrdeutigkeit der Zuordnung von Signalhöhe und Partikeldurchmesser zu beachten. Dieses Problem lässt sich nur dadurch lösen, dass das Streulicht aus einem relativ großem Raumwinkelbereich ausgewertet wird. Dafür soll in der Regel ein spezifischer elliptischer

Spiegel mit Sorgfalt und einigem Aufwand im Einsatz kommen. Aber nur eine geringfügige Glättung des Kurvenverlaufs wird dadurch erzielt. Für Stoffe mit unterschiedlichen Brechungsindizes wird diese Maßnahme nur begrenzt funktionieren. Der zweite Nachteil besteht bei den OPZ, die gemäß dem Prinzip in Abbildung 2.2 a arbeiten, wobei die Achse des Laserstrahls mit der Achse des Empfangswegs identisch ist. Hier ist eine rein optische Abgrenzung des Messvolumens nicht möglich. Das Messvolumen kann nur durch aerodynamische Fokussierung [20, 21] gebildet werden, wobei die Messung in situ jedoch eingeschränkt ist.

2.3 Lösungsansatz durch Messeinrichtungen mit zwei Empfangswinkelbereichen

Auf Grund der zuvor zusammengefassten Probleme, die bei den auf dem Markt befindlichen kommerziellen Geräten allgemein vorkommen, wird in der vorliegenden Arbeit die Idee verfolgt, dass die für eine glatte Kalibrierkurve benötigte große Empfangsapertur durch zwei verschiedene kleine Winkelbereiche ersetzt wird. Bei der Geräteausführung lässt sie sich verwirklichen durch eine optische Anordnung mit zwei Empfängersystemen, aus denen sich zwei Kalibrierkurven für einen gegebenen Brechungsindex ergeben. Durch geschickte Wahl der zwei Empfangsraumwinkelbereiche und mathematische Manipulationen der zwei Kalibrierkurven kann ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Signalhöhe und Partikelgröße für einen breiteren Brechungsindexbereich hergestellt werden. Die zwei Empfangswege, die mittels des Blende/Linsen-Systems entstehen, überschneiden sich in der Mitte der Taille des Laserstrahls und ebenso innerhalb der zu untersuchenden Strömung, wodurch das Messvolumen rein optisch abgegrenzt ist (siehe Abbildung 2.6). Die uneingeschränkte in-situ Messung ist damit durchaus möglich, während die Abgrenzung eines Messvolumens bei den meisten Laserlicht-Partikelzählern nur durch die aerodynamische Fokussierung mittels einer Aerosoldüse realisierbar ist.

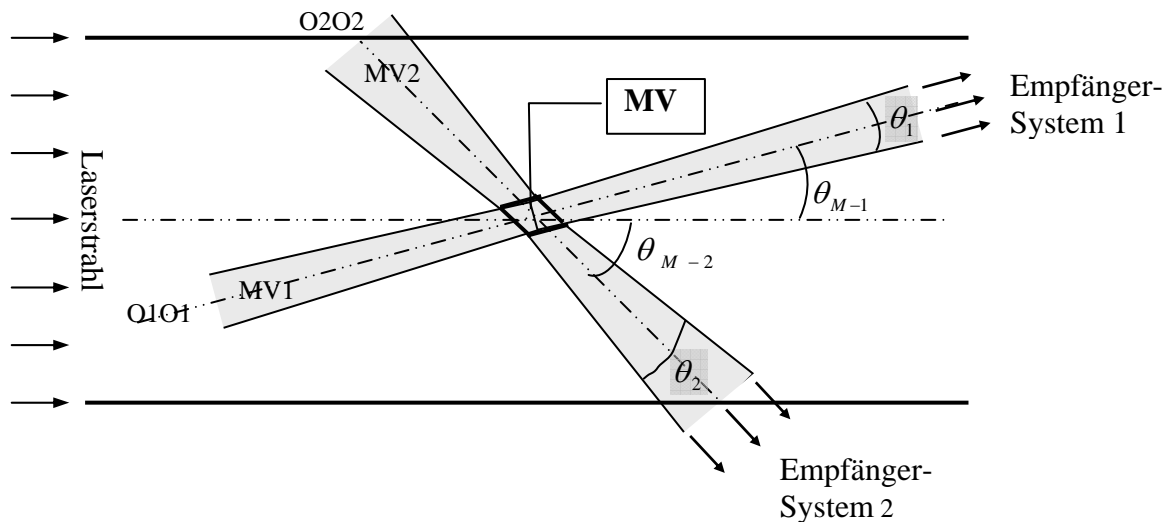
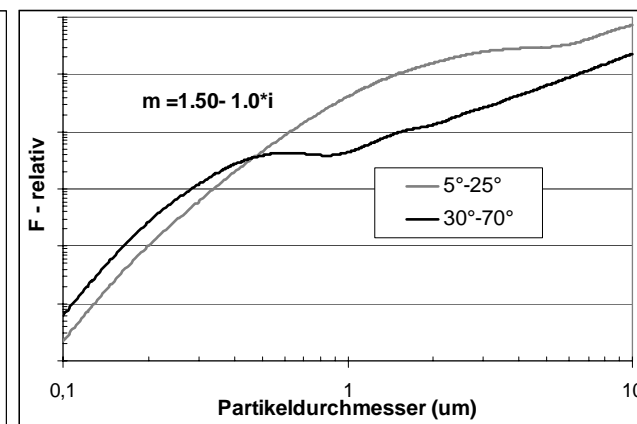
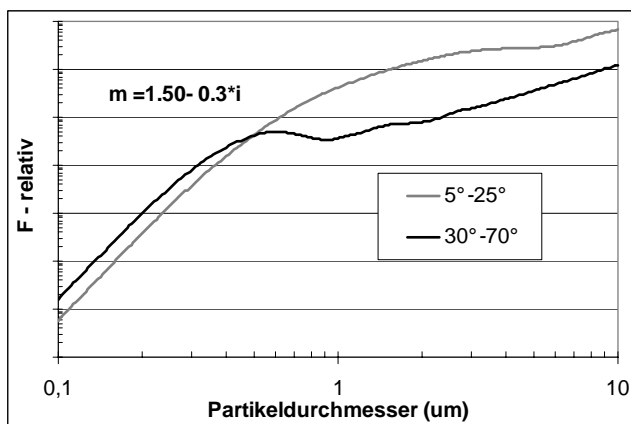
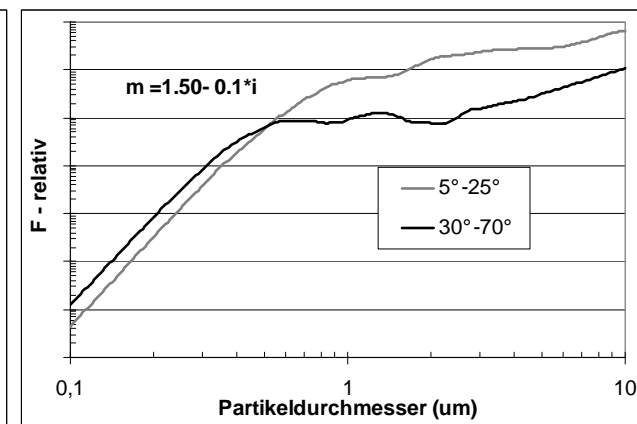
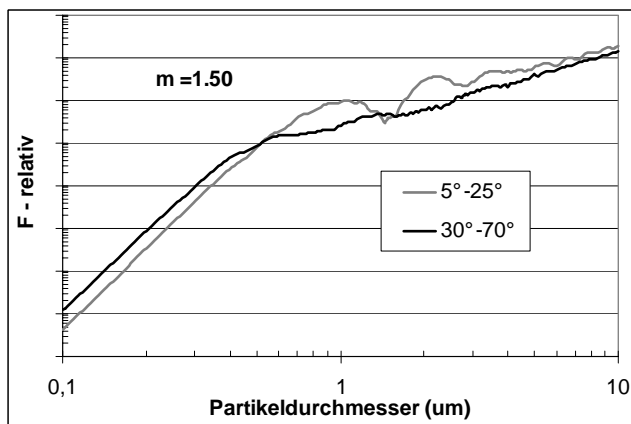
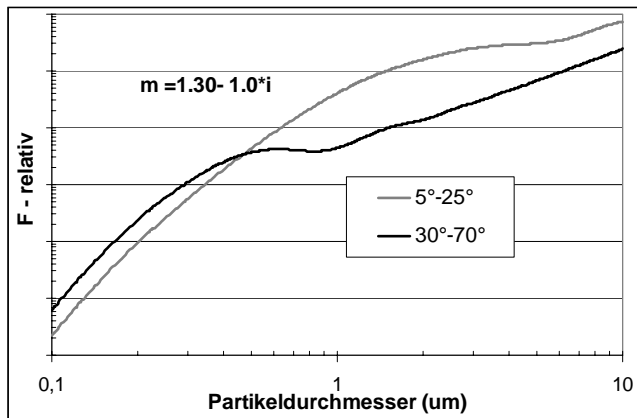
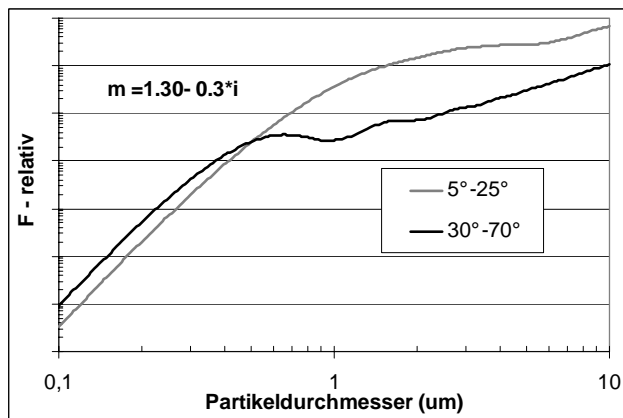
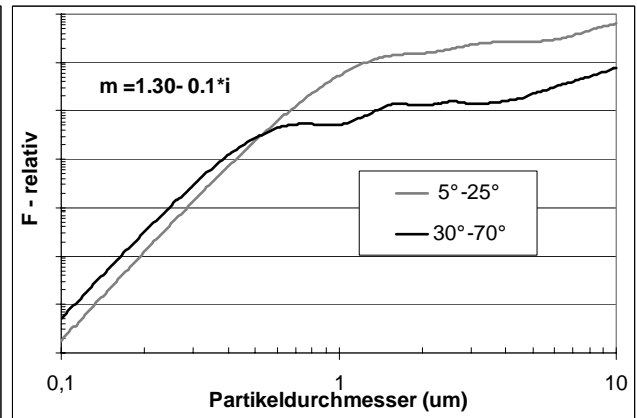
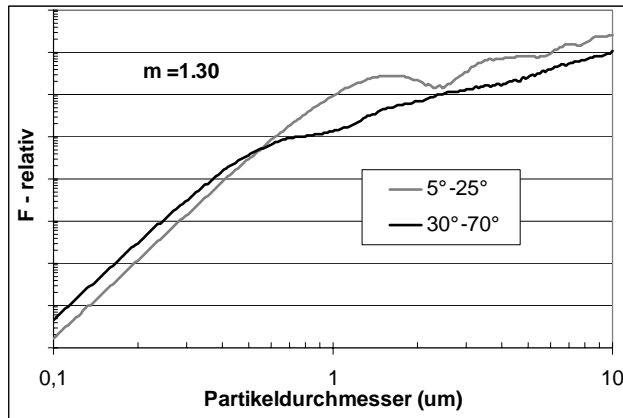


Abb. 2.6 Rein optische Abgrenzung des Messvolumens innerhalb des Laserstrahls durch zwei Empfangssysteme

2.4 Mie-Berechnungen und Festlegung der zwei Empfangswinkelbereiche

Zur Berechnung der Kalibrier-Kurven steht dem Autor keine vorhandene Programmroutine zur Mie-Theorie zur Verfügung. Um ein integriertes Softwaresystem für die Messeinrichtung **LAZEW** herzustellen, wurde ein Programm zur Simulation der Mie-Theorie im Rahmen dieser Arbeit mit LabVIEW [22-23] geschrieben, wobei die Berechnung der Reihen für π_n , τ_n , ψ_n und ξ_n entsprechend [13] erfolgt. Zur Überprüfung des Programms wurden auch Vergleiche mit den Beispielsrechnungen, die z.B. in [11] und [17] dargestellt sind, für verschiedene Brechungsindizes durchgeführt. Zwei Empfangswinkelbereiche, $5^\circ - 25^\circ$ für System 1 und $30^\circ - 70^\circ$ für System 2, werden durch Variation von θ_1 und θ_2 (siehe Abbildung 2.2b) für jeweils beide Detektoren qualitativ und subjektiv ausgewählt. Ziel ist es, einen möglichst gleichmäßigen Anstieg der zu empfangenden Streulichtleistung mit x in einem weiten Wertebereich vom Brechungsindex ($m=1.3, 1.5, 1.7$ jeweils mit imaginärem Teil von $i=0, -0.1, -0.3, -1.0$) zu schaffen. Wenn eine Mehrdeutigkeit vorkommt, soll es vermieden werden, dass die Mehrdeutigkeit gleichzeitig bei beiden Empfangssystemen auftritt. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 2.7 dargestellt.



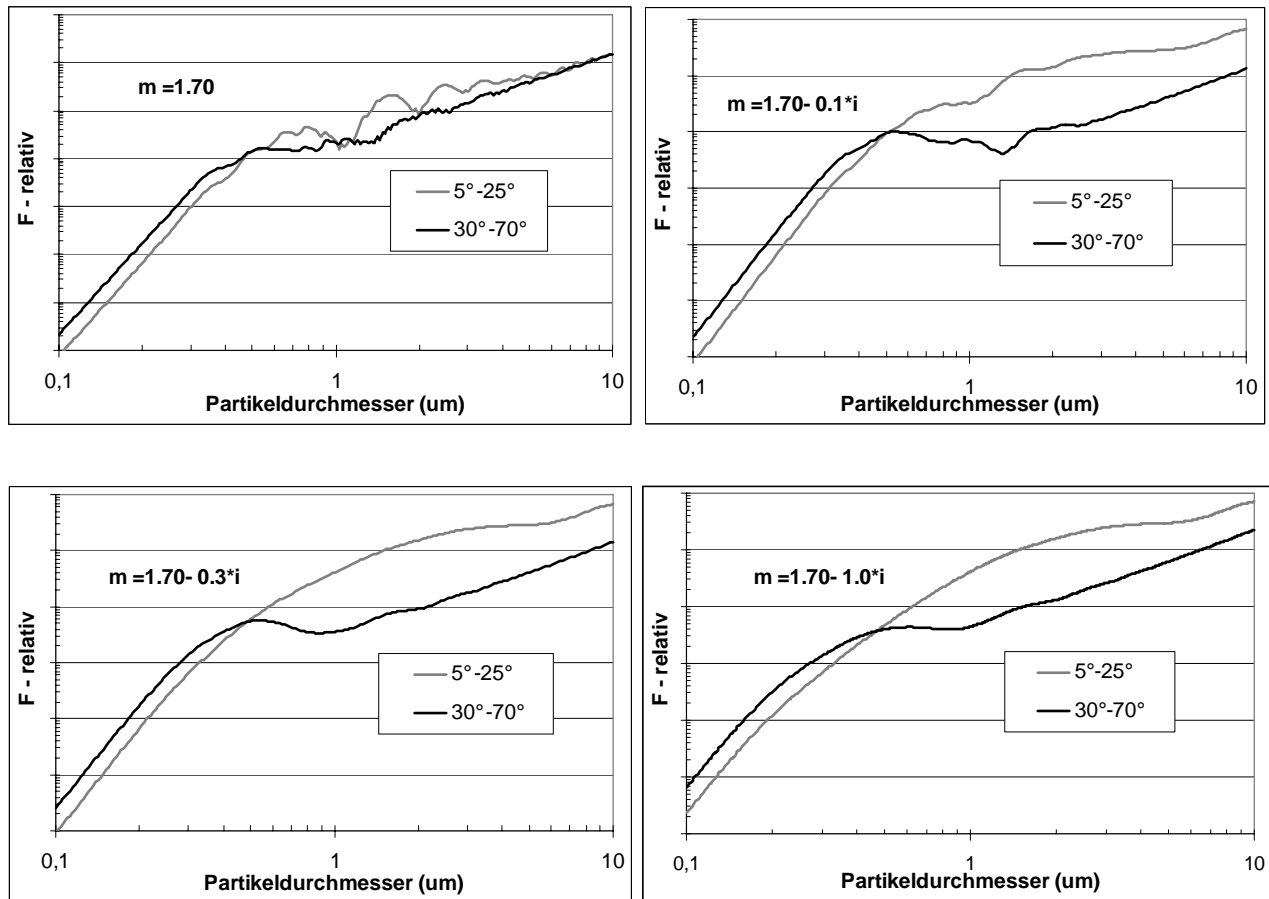


Abb. 2.7 Simulationsrechnungen für unterschiedliche Brechungsindizes

Winkelbereich 1: 5° - 25° , Winkelbereich 2: 30° - 70° , $\lambda = 632.8\text{nm}$, $\varphi_0 = 45^\circ$.

3. Optische Überlegungen

3.1 Abgrenzung des Messvolumens

3.1.1 Einfluss der Bildgröße der Partikeln auf die Messvolumenform

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Messvolumen mit Abmessungen von $20\text{-}60\ \mu\text{m}$ mittels zweier Blende/Linsen-Systeme rein optisch abgegrenzt. Die Partikeln bewegen sich zusammen mit der Strömung durch einen Kanal. Sie werden in einer Zone von dem Laserstrahl beleuchtet. Durch das Linsensystem wird eine beleuchtete Partikel je ein Bild auf der Blendenebene jedes der beiden Empfangssysteme ergeben. Nur die Partikeln, deren Bild innerhalb der Öffnung der Blenden fällt, können von der hinter der Blende stehenden Photodiode ``gesehen`` werden. Obwohl man sich bei den Messungen nur für die Menge des gestreuten Lichtes interessiert und das optische System eigentlich auch nicht als ein spezifisches Abbildungssystem aufgebaut wird, kann ein optisches System mit schlechter Bildqualität große Fehler verursachen. Die Abbildungsqualität ist auch bei der Wahl des Linsensystems ein unvermeidliches Thema.

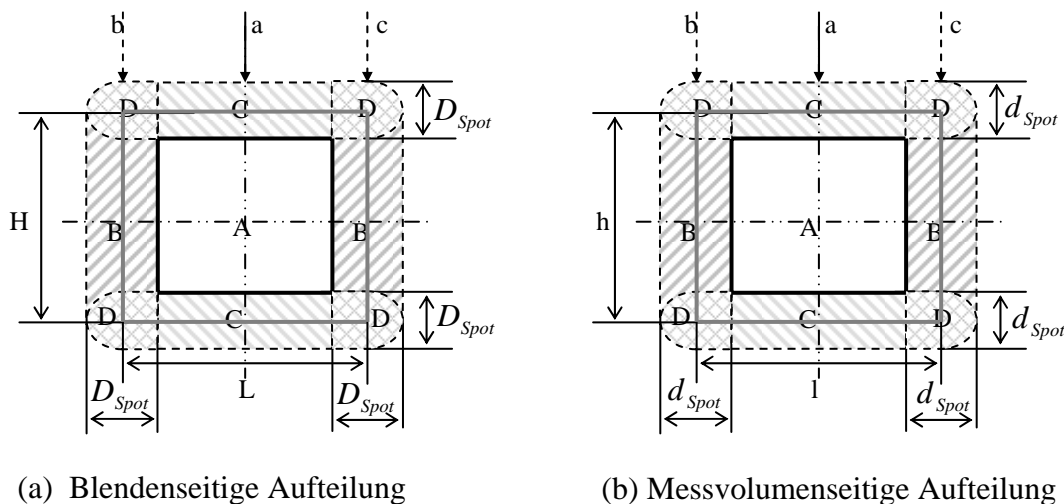


Abb. 3.1 Zonenaufteilung eines Durchschnittes des Messvolumens.

Zone A: Zentrale Zone, Zone B, C, D: Randzone (fehlerbehaftet).

Anstatt eines geometrischen Punktes stellt das Bild der Partikeln immer einen idealerweise beugungsbegrenzten optischen Fleck dar. Die Bildgröße D_{Spot} wird auf folgende Weise die Randzonenbildung des Messvolumens beeinflussen.

Es wird angenommen, dass die Blende eine rechteckige Öffnung mit Abmessung von $L \times H$ ist (siehe Abbildung 3.1). An einer Position bewegt sich die Partikel (ihr Zentrum) durch das virtuelle Messvolumen, wird als Bild mit dem Durchmesser D_{Spot} auf der Blendenebene abgebildet. In Bezug auf die Bildgröße wird der Bereich um die Öffnung der Blende in einige Funktionszonen mit verschiedenen Eigenschaften aufgeteilt, woraus sich die Zonenaufteilung auf der Messvolumenseite nach dem optischen Abbildungsverhältnis ergeben kann. Sie sind jeweils in Abbildung 3.1 a und b aufgezeichnet, die zentrale Zone $H_A \times L_A$ kann mit Gleichung 3.1 bis 3.3 berechnet werden.

Auf der Blendenebene:

$$H_A = H - D_{Spot} \quad (3.1a)$$

$$L_A = L - D_{Spot} \quad (3.1b)$$

Auf der Messvolumenseite (bei einen beliebigen Durchschnitt):

$$h_A = h - d_{Spot} \quad (3.2a)$$

$$l_A = l - d_{Spot} \quad (3.2b)$$

Hierbei gelten die Zusammenhänge:

$$h = \frac{H}{|\beta|} \quad (3.3a)$$

$$l = \frac{L}{|\beta|} \quad (3.3b)$$

$$d_{Spot} = \frac{D_{Spot}}{|\beta|} \quad (3.3c)$$

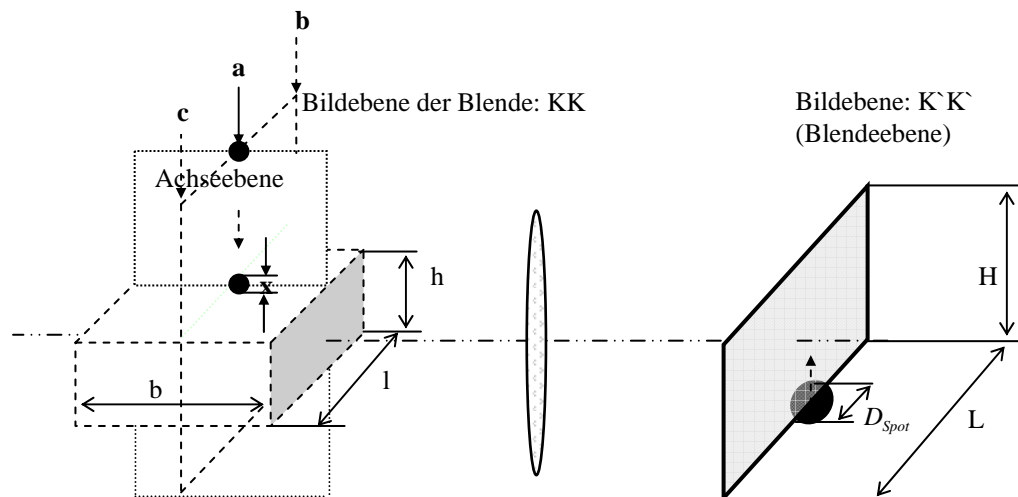


Abb. 3.2 3D-Darstellung des Messvolumens

Wenn das Partikel-Zentrum durch die Zone C ins Messvolumen eintritt, und dann hindurch läuft (wie *a* in Abbildung 3.1 und 3.2), wird das ganze Bild innerhalb der Blendenöffnung fallen. Eine vollständige Erfassung des ganzen Streulichtes ist möglich, während die Partikel sich in der Zone A befindet, es entsteht kein Messfehler. Aber wenn der Eintrittspunkt der Partikel von der Achseebene stark abweicht und sie sich im ungünstigsten Fall in der Zone D dann bis B durch das Messvolumen bewegt (wie *b* und *c* in Abbildung 3.1 und 3.2), wird bei dem ganzen Durchlauf eine vollständige Aufnahme des durch die Linsen fokussierten Streulichtes nicht möglich, weil ein Teil des Bildes immer außerhalb der Blendenöffnung liegt. Nur die Partikeln, deren Zentren sich durch die zentrale Zone A hindurch bewegt haben, können durch die Signalbearbeitung korrekt erfasst werden. Je größer die Spotgröße D_{Spot} ist, desto größer sind die Randzonen. Wenn die Fleckgröße die Abmessung der Blendenöffnung erreicht, verschwindet die Zone A endlich. In diesem Fall wird eine Aufnahme des ganzen gesammelten Lichtes während des Durchlaufs unmöglich. Der Messfehler entsteht. Damit verbreitert sich die ursprüngliche Definition des Randzonenfehlers, der nur aus dem Grund, dass die Partikeln nicht ein idealer geometrischer Punkt sind, entsteht. Außer der Partikelgröße tragen der optische Abbildungsfehler (sphärische Aberration), die Beugung sowie die Abweichung der Laufbahn der Partikeln von der Ebene KK zur Randzonenbildung (D_{Spot}) viel bei. Vor allem soll das Linsensystem zur Sammlung des gestreuten Lichtes richtig ausgewählt werden.

3.1.2 Auslegung der optischen Anordnung des Empfangssystems

Hinsichtlich der Wirkung der Randzonen bei der Messvolumenabgrenzung wird ein schärferes Bild der Partikeln (schärfere Ränder) angestrebt. Dies lässt sich durch Auswahl der geeigneten optischen Bauteile und die geschickte Auslegung des Empfangssystems unter Berücksichtigung der Einflussfaktoren zur Randzonenbildung erzielen.

3.1.2.1 Wahl der Linsen

Im Prinzip bestehen unterschiedliche Möglichkeiten bei der Wahl des Linsensystems. Die einfachste Variante stellt das Abbildungssystem mit einer Einzellinse dar. Sie wird wegen der Schwierigkeiten (wegen der festgelegten besten Abbildungsvergrößerung) bei der optischen Justierung (siehe Kapitel 3.3) und der erheblichen Abbildungsfehler in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet. Stattdessen wird ein System gemäß Abbildung 3.3 eingesetzt. Beide Linsen arbeiten mit der besten Form (die Abbildung der unendlichen Objekt- oder Bildentfernung). Das abzugrenzende Messvolumen befindet sich idealerweise im Brennpunkt der Linse 1, die Blende steht am Brennpunkt der Linse 2 $F2'$.

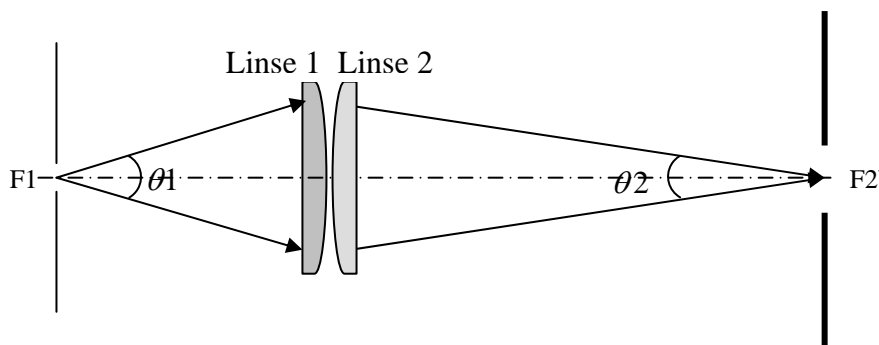


Abb. 3.3 Linsensystem mit zwei Plankonvexlinsen

Brennweite der Linse 1 und 2: f_1, f_2 ; Freie Öffnung der Linse 1 und 2: $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi$.

Für die Punkte auf der Blendenebene wird sich die Vergrößerung des Systems durch Gleichung 3.4 ergeben. Diese ist unabhängig von dem Abstand zwischen den beiden Linsen:

$$|\beta| = \frac{f_2}{f_1} \quad (3.4)$$

Durch Auswahl der zwei Linsen mit unterschiedlicher Brennweite kann eine unterschiedliche Systemvergrößerung $|\beta|$ so leicht erzielt werden, dass eine Optimierung des Messvolumens durchaus möglich ist, ohne die beste Form beider Linsen für die Abbildung zu stören. Um die optischen Abbildungsfehler weiter zu unterdrücken, können die Plankonvexlinsen in Abbildung 3.3 durch Achromate mit minimalen Abbildungsfehlern ersetzt werden. In der vorliegenden Arbeit werden ein Achromat bei System 1 und ein HALO bei System 2 für die erste Linse eingesetzt.

3.1.2.2 Auslegung der optischen Anordnung

Wenn die Partikel sich ganz nah an der Ebene KK durch das Messvolumen bewegt, dann wird die Bildgröße D_{Spot} neben der Partikelgröße hauptsächlich durch den Beugungseffekt und die sphärische Aberration beeinflusst.

3.1.2.2.1 Beugungseffekt

Linse 1 und 2 haben eine gleich große freie Öffnung Φ (Eintrittspupille), und die jeweiligen Blendenzahlen sind [24]

$$k_1 = \frac{f_1}{\Phi} = \frac{1}{2 \cdot \tan\left(\frac{\theta_1}{2}\right)} \quad (3.5a)$$

$$k_2 = \frac{f_2}{\Phi} = |\beta| \cdot k_1 \quad (3.5b)$$

Weil das Messvolumen sich ganz nah am Brennpunkt F1 befindet, sei angenommen, dass das durch die Linse 1 passierende Licht ein zu der optischen Achse paralleles Lichtbündel ist. Die durch Beugung von Linse 2 entstehende kleinste Bildgröße wird durch den Durchmesser des Airy-Scheibchens angegeben [24, 25] (siehe Gleichung 3.6a).

$$D_{\min-Beugung} = 2.44 \cdot \lambda \cdot k_2 = 2.44 \cdot \lambda \cdot k_1 \cdot \frac{f_2}{f_1} = 2.44 \cdot \lambda \cdot k_1 \cdot |\beta| \quad (3.6a)$$

Der daraus umgerechnete äquivalente Objektpunkt (Messvolumenseitige Auflösung) ist:

$$d_{\min-\text{Beugung}} = \frac{D_{\min-\text{Beugung}}}{|\beta|} = 2.44 \cdot \lambda \cdot k1 \quad (3.6b)$$

Der Anteil der Spotgröße an der ganzen Blendenöffnung ist damit:

$$\chi_{H-\text{Beugung}} = \frac{D_{\min-\text{Beugung}}}{H} = \frac{2.44 \cdot \lambda \cdot k1 \cdot |\beta|}{h \cdot |\beta|} = \frac{2.44 \cdot \lambda \cdot k1}{h} \quad (3.7a)$$

$$\chi_{L-\text{Beugung}} = \frac{D_{\min-\text{Beugung}}}{L} = \frac{2.44 \cdot \lambda \cdot k1 \cdot |\beta|}{l \cdot |\beta|} = \frac{2.44 \cdot \lambda \cdot k1}{l} \quad (3.7b)$$

3.1.2.2.2 Optische sphärische Aberration

Nach der Gleichung 1.22 von [26] kann die durch die sphärische Aberration entstehende kleinste Spotgröße mit Gleichung 3.8a eingeschätzt werden.

$$D_{\min-\text{Aber}} = \frac{0.067 \cdot f2}{k2^3} = \frac{0.067 \cdot f2}{|\beta|^3 \cdot k1^3} = \frac{0.067 \cdot f1}{|\beta|^2 \cdot k1^3} \quad (3.8a)$$

Der daraus umgerechnete äquivalente Objektpunkt ist:

$$d_{\min-\text{Aber}} = \frac{D_{\min-\text{Aber}}}{|\beta|} = \frac{0.067 \cdot f2}{|\beta|^4 \cdot k1^3} = \frac{0.067 \cdot f1}{|\beta|^3 \cdot k1^3} \quad (3.8b)$$

Der Anteil der Spotgröße an der ganzen Blendenöffnung ist:

$$\chi_{H-\text{Aberration}} = \frac{D_{\min-\text{Aber}}}{H} = \frac{0.067 \cdot f1}{h \cdot |\beta|^3 \cdot k1^3} \quad (3.9a)$$

$$\chi_{L-\text{Aberration}} = \frac{D_{\min-\text{Aber}}}{L} = \frac{0.067 \cdot f1}{l \cdot |\beta|^3 \cdot k1^3} \quad (3.9b)$$

3.1.2.2.3 Parameteroptimierung der optischen Anordnung

Die durch die Beugung entstehende Bildgröße ist nur von dem Empfangs-Raumwinkelbereich des Streulichtes abhängig. Bei der Bildentstehung stellt sie die Untergrenze der Spotgröße dar, die andere Fehlerquellen möglichst nicht überschreiten sollen. Nach der Festlegung des Empfangswinkelbereiches (siehe Kapitel 2.3) kann die optische sphärische Aberration des Systems im Prinzip durch die Wahl der Brennweite von Linse 1 oder der Systemvergrößerung $|\beta|$ verringert werden (gemäß Gleichung 3.7 und 3.9). Die Linse 1 mit kurzer Brennweite soll bevorzugt genutzt werden (solange es die Bedingungen erlauben). Die Untergrenze der Systemvergrößerung $|\beta|$ wird aus der Bedingung $\chi_{H(L)-Aberration} = \chi_{H(V)-Beugung}$ hergeleitet, und durch Gleichung 3.10 dargestellt. Die Wellenlänge des Lichtes ist $\lambda = 0.635\mu m$.

$$|\beta| = \sqrt[3]{\frac{f1(mm)}{0.0231 \cdot k1^4}} \quad (3.10)$$

Bei der Bestimmung von $|\beta|$ kann sie relativ nach oben abgerundet werden. Aber ein zu hohes $|\beta|$ ist auch nicht mehr sinnvoll. Eine weitere Steigerung von $|\beta|$ kann zwar die optische sphärische Aberration theoretisch weiter verringern, dies trägt aber nicht zur Verbesserung des gesamten χ bei, weil ab $\chi_{Aberration} = \chi_{Beugung}$ der Beugungseffekt schon dominiert. Das optische System wird unhandlich.

In der vorliegenden Arbeit wird die Linse mit einer Brennweite von $f1=30mm$ als die Linse 1 in das Empfangssystem eingesetzt. Die Abmessungen des Messvolumens sind zirka $20\mu m \times 20\mu m$. Mit Gleichung 3.10 wird die minimale Systemvergrößerung $|\beta|_{min}$ für unterschiedliche Empfangswinkelbereiche $\theta1$ berechnet. Die kleinste Abmessung des ganzen Empfangssystems L_{min} sowie andere Parameter sind in die Tabelle 3.1 zu sehen.

	θ_1 (deg)	Φ_1 (mm)	k1	$d_{Spot-Beugung}$ (μm)	$ \beta _{min}$	χ_{min} (%)	f2 (mm)	k2	L_{min} (mm)
0	20	10,58	2,836	4,378	2,718	21,89	81,55	7,708	111,55
1	25	13,30	2,255	3,482	3,689	17,41	110,66	8,320	140,66
2	30	16,08	1,866	2,881	4,749	14,41	142,47	8,862	172,47
3	35	18,92	1,586	2,449	5,900	12,24	177,00	9,356	207,00
4	40	21,84	1,374	2,121	7,144	10,61	214,33	9,815	244,33
5	45	24,85	1,207	1,864	8,489	9,32	254,66	10,247	284,66
6	50	27,98	1,072	1,656	9,941	8,28	298,24	10,660	328,24

Tabelle 3.1 Parameterberechnung für unterschiedliche Winkelbereiche θ_1

Das gestreute Licht wird aus einem Winkelbereich von 20° bzw. 40° aufgenommen. Basierend auf den Daten in Tabelle 3.1 und den zur Verfügung stehenden Linsen (siehe Anhang A) wird die Systemvergrößerung der beiden Empfangssysteme mit $|\beta| = 10$ festgelegt. Die Parameter der zwei Systeme werden in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

	θ_1 (deg)	f1 (mm)	Φ_1 (mm)	k1	$d_{Spot-Beugung}$ (μm)	$ \beta $	χ_{min} (%)	f2 (mm)	k2	L (mm)
Sys1	21,7	30	11,5	2,6	4,028	10	20,14	300	26,1	400
Sys2	44,7	30	23,0	1,3	2,014	10	10,07	300	13,0	400

Tabelle 3.2 Parameter der zwei realen Empfangssysteme

3.1.3 Einfluss der Abweichung der Partikel von der Ebene KK auf D_{Spot}

Die obige Analyse der Bildgröße beschränkte sich nur auf die Partikeln, die ganz nah an der mit der Blendenebene konjugierten Ebene K1K1 durch das Messvolumen passiert sind. Für die Partikeln, die sich weit entfernt von der Ebene K1K1 durch das Messvolumen bewegen, hängt die auf der Blende ebene entstehende Bildgröße außer von der Beugung und der

sphärischen Aberration noch auch von der Entfernung der Flugbahn der Partikeln von dieser Ebene ab. Weicht die Partikel von der Ebene K1K1 ein Stück dx ab, ist ihr Bild auf der Blende ebene nicht mehr ein ideal geometrischer Punkt (ohne Berücksichtigung anderer Wirkungen), sondern ein optischer Fleck mit einer bestimmten Größe. Dieser Einfluss wird einfach untersucht unter der Bedingung, dass das Messvolumen im Vergleich mit dem Linsensystem sehr klein ist, und sich außerdem auf der optischen Achse befindet. Dies wird in Abbildung 3.4 dargestellt, wobei der Einfachheit halber die beiden Linsen zu einer zusammengefasst sind.

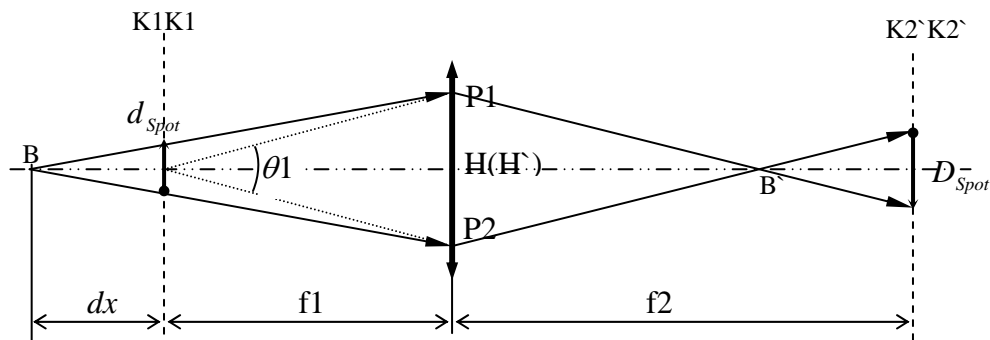


Abb. 3.4 Abbildung der Punkte außerhalb der Objektebene

Hierbei: (1) Bildebene der Blende K1K1, (2) Blendenebene K2`K2`, (3) Hauptschnittpunkt H, H' (Zusammenfallen)

Unter Berücksichtigung der Tatsache von $dx \ll |f1|$, gilt die Näherung $\angle P1BP2 \approx \theta1$.

Daraus folgt die Auflösung auf K1K1 mit

$$d_{Spot}(dx) = 2 \cdot dx \cdot \tan\left(\frac{\angle P1BP2}{2}\right) \approx 2 \cdot dx \cdot \tan\left(\frac{\theta1}{2}\right) = \frac{dx}{k1} \quad (3.11a)$$

Die Auflösung auf K2`K2` folgt mit

$$D_{Spot}(dx) = |\beta| \cdot d_{Spot}(dx) = |\beta| \cdot \frac{dx}{k1} \quad (3.11b)$$

Weiter folgt

$$\chi_{H-Abweichung}(dx) = \frac{d_{Sopt}(dx)}{h} = \frac{dx}{h \cdot k1} \quad (3.12a)$$

$$\chi_{L-Abweichung}(dx) = \frac{d_{Sopt}(dx)}{l} = \frac{dx}{l \cdot k1} \quad (3.12b)$$

Das Prinzip in Abbildung 3.1 gilt ohne weiteres für $D_{Spot}(dx)$ bzw. $d_{Spot}(dx)$. Der einzige Unterschied ist, dass die Spotgröße $D_{Spot}(dx)$ je nach der Abweichung dx variiert, während $D_{Spot-Beugung}$ und $D_{Spot-Aber}$ konstant bleiben. Aus den Bedingungen von

$$\chi_{H-Abweichung}(dx_{H-max}) = 1 \quad (3.13a)$$

$$\chi_{L-Abweichung}(dx_{L-max}) = 1 \quad (3.13b)$$

wird sich die theoretisch zulässige Obergrenze der dritten Dimension b_{max} des Messvolumens (siehe Abbildung 3.2) ergeben durch:

$$dx_{H-max} = h \cdot k1 \quad (3.14a)$$

$$dx_{L-max} = l \cdot k1 \quad (3.14b)$$

$$b_{max} = \min(dx_{H-max}, dx_{L-max}) \cdot k1 = \min(h, l) \cdot k1 \quad (3.14c)$$

Das abzugrenzende Messvolumen soll unterhalb dieser Grenze bleiben, weil außerhalb dieses Bereichs die Zone A verschwindet und die Aufnahme des ganzen vom Linsensystem gesammelten Streulichtes nicht möglich ist. In der vorliegenden Arbeit wird die Obergrenze auf $78 \mu m$ für System 1 und $156 \mu m$ für System 2 eingestellt.

3.1.4 Einfluss der Blendendicke auf das Messvolumen

Die Blende wird in aller Regel aus Blech angefertigt. Wegen der Dicke der Blende wird ein Teil des Streulichtes blockiert, wenn die Partikel ins Messvolumen eintritt bzw. aus dem Messvolumen austritt. Ihr Einfluss auf der Randzonenbildung wird nachfolgend erläutert.

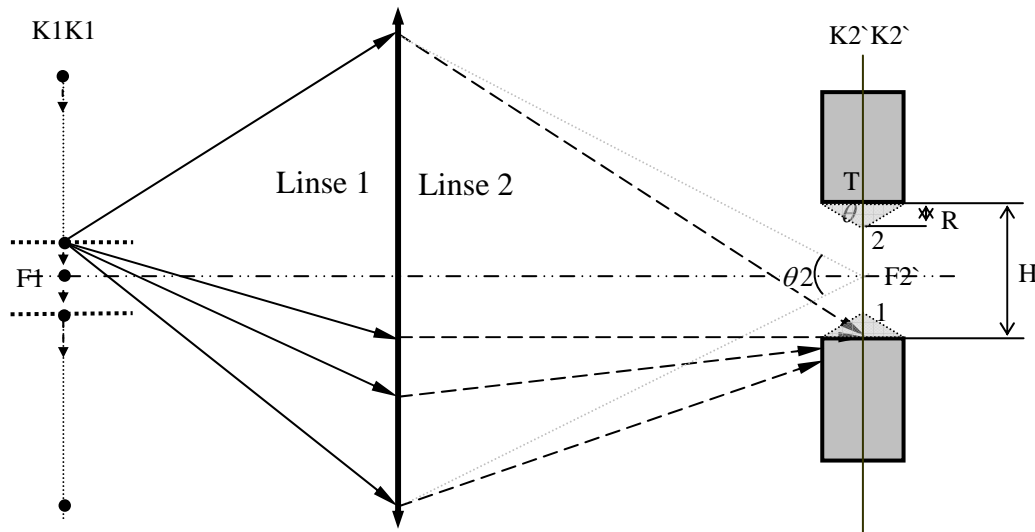


Abb. 3.5 Einfluss der Blendendicke auf der Randzonenbildung des Messvolumens

Dicke der Blende: T , Blendenöffnung: $H \times L$

Wenn sich eine Partikel (ein geometrischer Punkt) auf den Rändern des Messvolumens (Bild der Öffnungskontur in der K1K1-Ebene, wie a in Abbildung 3.1) befindet, z.B. gerade beim Eintritt ins bzw. Austritt aus dem Messvolumen, (unter Betrachtung in die H-Richtung) sowie beim Durchlauf der Partikel am Rand (unter Betrachtung in die L-Richtung), befindet sich ihr Bild ohne Berücksichtigung anderer Wirkungen ebenfalls auch an dem Grenzpunkt der Blendenöffnung (siehe Abbildung 3.5). Alle das Linsensystem passierenden Lichtbündel werden von der Blende total gesperrt und gar nicht auf den Detektor gelangen. Wenn sich die Partikel in Richtung der Mitte bewegt, verschiebt sich ihr Bild entsprechend in die Mitte der Blendenöffnung, und das durch die Mitte der Linse passierende Lichtbündel kann den Detektor treffen. Je weiter zur Mitte des Messvolumens die Partikel geht, desto breiter ist der "gültige" Bereich. (Der gültige Bereich macht sich von der Mitte der Linse Schritt für Schritt auf.) Die Partikel verschiebt sich in die Mitte weiter, bis zur Grenze 1 (bzw. 2) können alle Lichtbündel aus der Linse zunächst die Blende passieren. Daraus folgt die Gleichung:

$$R = \frac{T}{2} \cdot \tan \theta \approx \frac{T}{2} \cdot \tan \left(\frac{\theta_2}{2} \right) = \frac{T}{2} \cdot \frac{\Phi/2}{f_2} = \frac{T}{4 \cdot k_2} = \frac{T}{4 \cdot k_1 \cdot |\beta|} \quad (3.15)$$

Hierbei: T ist die Blendendicke, und R die Breite der Randzone.

Verschiebt sich die Partikel über diese Grenze (1 und 2 in Abbildung 3.5) weiter in die Mitte, nimmt der Detektor immer das ganze Licht auf. Dieser Bereich ist die Zone für die Lichtaufnahme ohne Lichtverlust (im weiteren Sinn: Randzonenfehler).

Analog wie Abbildung 3.1 wird eine Zonenaufteilung unter dem Einfluss der Blendendicke in Abbildung 3.6 aufgezeichnet.

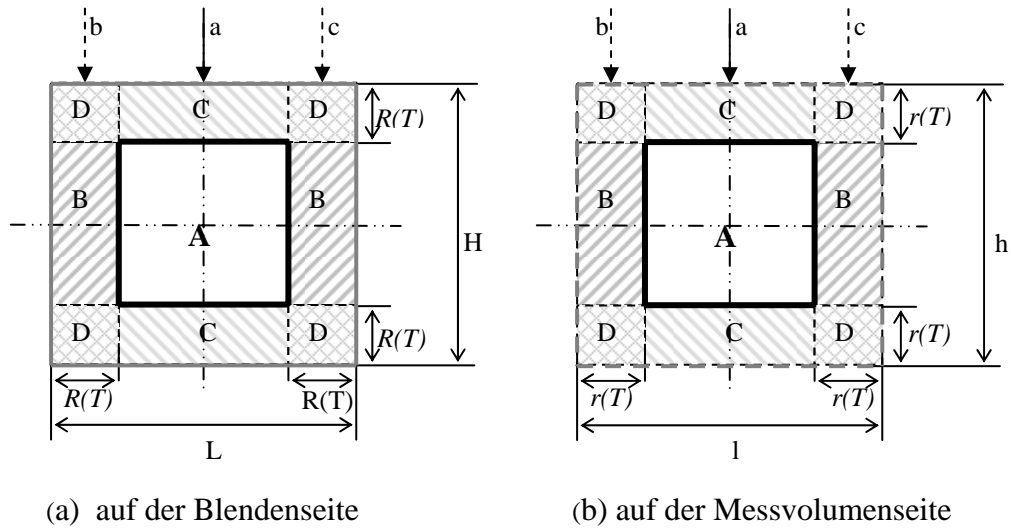


Abb. 3.6 Zonenaufteilung unter dem Einfluss der Blendendicke

Dabei entstehen folgende Zusammenhänge:

Die zentrale Zone A (ohne Randzonenfehler) auf der Blendenseite

$$H_A = H - 2 \cdot R = H - \frac{T}{2 \cdot k1 \cdot |\beta|} \quad (3.16a)$$

$$L_A = L - 2 \cdot R = L - \frac{T}{2 \cdot k1 \cdot |\beta|} \quad (3.16b)$$

Der Anteil von $2R$ an der Blendenöffnung:

$$\chi_{H-Blende} = \frac{2 \cdot R}{H} = \frac{\frac{T}{2 \cdot k1 \cdot |\beta|}}{h \cdot |\beta|} = \frac{T}{2 \cdot h \cdot k1 \cdot |\beta|^2} \quad (3.17a)$$

$$\chi_{L-Blende} = \frac{2 \cdot R}{L} = \frac{\frac{T}{2 \cdot k1 \cdot |\beta|}}{l \cdot |\beta|} = \frac{T}{2 \cdot l \cdot k1 \cdot |\beta|^2} \quad (3.17b)$$

Die Blendendicke wird kleiner als die Obergrenze T_{\max} (Gleichung 3.18c), über die die Zone A verschwindet ($H_A = 0$ oder $L_A = 0$). Das Erfassen der korrekten Signalhöhen ist nicht mehr möglich.

$$T_{L-\max} = 2 \cdot l \cdot |\beta|^2 \cdot k1 \quad (3.18a)$$

$$T_{H-\max} = 2 \cdot h \cdot |\beta|^2 \cdot k1 \quad (3.18b)$$

$$T_{\max} = \min(T_{H-\max}, T_{L-\max}) = 2 \cdot k1 \cdot |\beta|^2 \cdot \min(h, l) \quad (3.18c)$$

Durch Vergleich zwischen Gleichung 3.11b und 3.15 ist der Zusammenhang zwischen $D_{Spot}(dx)$ und $2R(T)$ leicht zu erkennen. Die Abweichung dx (in beide Richtungen) wirkt sich auf die Zonenaufteilung wie eine Blende mit einer Dicke von $\frac{T}{2} = |\beta|^2 \cdot dx$ aus. Dies ist die Folge der konjugierten Beziehung des Linsensystems zwischen dem Objekt und dem Bild.

In der vorliegenden Arbeit bestehen die Blenden aus einem Blech (Messing) mit $50 \mu m$ Dicke. Nach Gleichung 3.17 wird der Randzonenanteil bei einem Messvolumen $20 \mu m \times 20 \mu m$ in Gleichung 3.19 abgeschätzt.

$$\chi_{Blende-Sys1} = \frac{T}{2 \cdot h \cdot k1 \cdot |\beta|^2} = \frac{50}{2 \cdot 20 \cdot 2.6 \cdot 10^2} = 0.48\% \quad (3.19a)$$

$$\chi_{Blende-Sys2} = \frac{T}{2 \cdot h \cdot k1 \cdot |\beta|^2} = \frac{50}{2 \cdot 20 \cdot 1.3 \cdot 10^2} = 0.96\% \quad (3.19b)$$

Aus Gleichung 3.18 ist zu erkennen, dass der durch die Blendendicke entstehende Randzonenanteil durch die Wahl größerer Systemvergrößerung $|\beta|$ stark abgesetzt werden kann. Mit einem $|\beta|=10$ bleibt die Wirkung der Blendendicke auf der Randzonenbildung in der vorliegenden Arbeit verschwindend klein.

3.1.5 Diskussion und Zusammenfassung

Die Partikel bewegt sich durch die Zone, die von dem Laser ausgeleuchtet ist, wird vom Lichtstrahl getroffen und streut das Licht. Das Streulicht wird mit einem in dem Winkelbereich ausgerichteten Linsensystem als Bild der Partikel auf die Blende fokussiert. Unter dem Einfluss von verschiedenen Faktoren kann das Bild keineswegs eine ideale geometrische Abbildung sein, sondern erscheint als ein Fleck mit einer bestimmten Größe $D_{Spot-gesamt}$. Die Spotgröße zusammen mit der Öffnungskontur bestimmt das vollständige Messvolumen, wobei die Spotgröße die Breite der Randzonen bestimmt, während die Blendenöffnung für die Grundkontur des Messvolumens (die Form und Mittellinien) zuständig ist. (siehe Abbildung 3.1 und 3.2). Die sich aus der Spotgröße ergebende

Kenngroße $d_{Spot-gesamt} = \frac{D_{Spot-gesamt}}{|\beta|}$ wird als die messvolumenseitige Auflösung bezeichnet.

Für die Partikeln, die sich ganz nah an der Mittelebene des Messvolumens bewegen, spielt unter allen Einflussfaktoren (die Partikelgröße zählt nicht dazu) die Beugung für die Bildgröße eine dominierende Rolle, weil die optische sphärische Aberration bei dem in der vorliegenden Arbeit genutzten Empfangssystem schon durch die Wahl der Systemvergrößerung gegenüber der Beugung vernachlässigbar bleibt. Für die Partikeln, deren Laufbahn weit von der Mittelebene abweicht, wird ein größeres unscharfes Bild auf der Blende abgebildet, weil die Abweichung dx dabei erheblicher geworden ist. Während die $D_{Spot-Beugung}$ für alle längs der optischen Achse des Linsensystems (des Detektionswegs) liegende Punkte konstant bleibt, ist $D_{Spot}(dx)$ zu dx proportional. Daraus ergibt sich die theoretische Obergrenze b_{max} für das abzugrenzende Messvolumen in der Achsenrichtung (siehe Abbildung 3.2). Ein vom Empfangssystem begrenzter Detektionsweg wird simuliert und im Anhang B dargestellt.

Außerdem wird die Partikelgröße auf additive Weise die durch die oben erwähnten Faktoren gegebenen Randzonen des Messvolumens mehr oder weniger ``modulieren``. D.h. bei der Bildentstehung steht die Partikelgröße mit anderen Faktoren im folgenden Zusammenhang (siehe Abbildung 3.7):

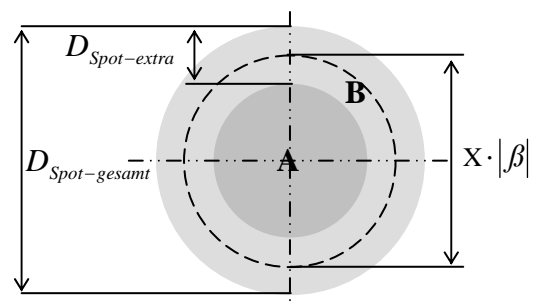


Abb. 3.7 Zusammenhang der Einflussfaktoren

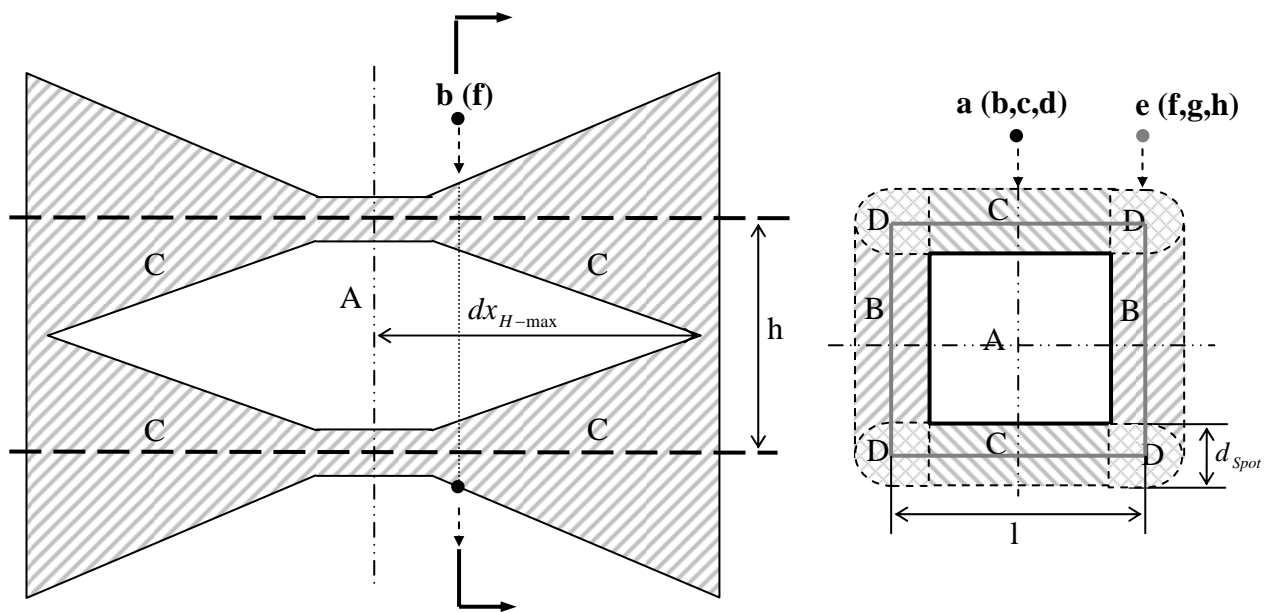
Die endgültige Bildgröße der Partikeln besteht aus zwei Teilen: dem inneren Teil A und dem äußeren Teil B. Der Teil A resultiert aus der Partikelgröße, während der Teil B nur unter der Wirkung der Abbildungsfehler entsteht. Was die Intensität innerhalb des Bildes angeht, wird diese in der Zone A bei einer gleichmäßigen Beleuchtung im Prinzip homogen. Die Intensität der Zone B bleibt jedoch ungleichmäßig, und sinkt allmählich am Außenrand bis auf Null. Ein ähnlicher Gedanke wird in [27] zur rechnerischen Korrektur des Randzonenfehlers eingesetzt, wobei der Anteil der Randzone längs des Beleuchtungswegs, der dem Teil B in Abbildung 3.7 entspricht, durch Ermittlung der Bestrahlungsstärke bestimmt, und später bei der mathematischen Modellierung mit einem Parameter extra beschrieben wurde. Die Ermittlung der Bestrahlungsstärke war einerseits zeitaufwendig und benötigte zusätzliche Messeinrichtung. Andererseits scheitert die direkte Bestimmung der Randzone längs des Empfangswegs. Aus diesen Gründen kann der Anteil der Randzone nach den Kenntnissen in diesem Kapitel eingeschätzt und zur Korrigierung des Randzonenfehlers eingesetzt werden.

3.2 Blenden, Messvolumen und Signale

Die Abgrenzung des Messvolumens (des Detektionswegs) von einem Blende/Linsen-System wird in Kapitel 3.1 am Beispiel einer Rechteckblende erläutert. Bei den Anwendungen können unterschiedliche Öffnungsformen zweckmäßig in die OPZ eingesetzt werden, um das Messvolumen mit gewünschter Kontur zu erhalten. Wegen der oben diskutierten Abbildungsfehler können die Ränder des Messvolumens nicht scharf abgebildet werden. Vielmehr gibt es Randzonen, in denen das Detektionsvermögen allmählich auf Null absinkt. Daher wird das Messvolumen im Prinzip in zwei Teile: Randbereich und Kernbereich aufgeteilt. Die sich ergebenden Signalformen sind abhängig von der Form des Messvolumens. Wenn eine Partikel das Messvolumen passiert, können je nach ihrer Eintrittsstelle verschiedene Signalformen entstehen. Die Signalerkennung und -verarbeitung setzt eine vollständige Kenntnis der Signalformen voraus. Daher werden die Signalformen aus der häufig verwendeten Rechteckblende und T-Blende theoretisch analysiert.

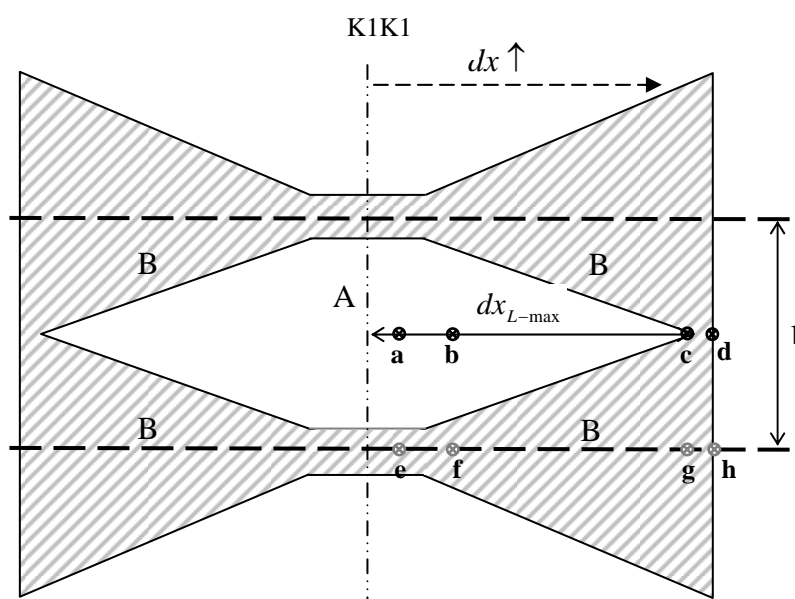
3.2.1 Signalform bei der Rechteckblende

In diesem Abschnitt werden die möglichen Signalverläufe bei der Rechteckblende untersucht. Aus der Kenntnis von Abschnitt 3.1 wird die im Fall der Rechteckblende entstehende Messvolumenform in drei Ansichtsrichtungen schematisch dargestellt, siehe Abbildung 3.8. Für jede detektierte Partikel besitzt das zu erfassende Signal den ähnlichen Verlauf mit drei Phasen: Anstiegs-, Spitzen- und Abfallphase, die dem Durchlaufen verschiedener Zonen entsprechen. Bei einer konstanten Partikelgeschwindigkeit kann sich die Dauer der drei Phasen im Prinzip aus der entsprechenden Zonenabmessung (siehe Abbildung 3.8 a) ergeben. Abbildung 3.9 und 3.10 stellen jeweils den Signalverlauf der in verschiedener Position des Messvolumens durchlaufenden Partikeln dar. Anstatt der wirklichen Flanken werden die Anstiegs- und Abfallseiten nur vereinfacht mit geraden Linien gezeichnet. Dies wird nicht die nachfolgende Beschreibung über die Parameter des Signals beeinträchtigen. Beispielhaft ist der tatsächliche Signalverlauf mit den gestrichelten Linien in Abbildung 3.9 a dargestellt.



a. Projektion auf XZ-Ebene

b. Projektion auf YZ-Ebene



c. Projektion auf XY-Ebene

Abb. 3.8 Projektionen des Messvolumens (rechteckige Blendenöffnung)

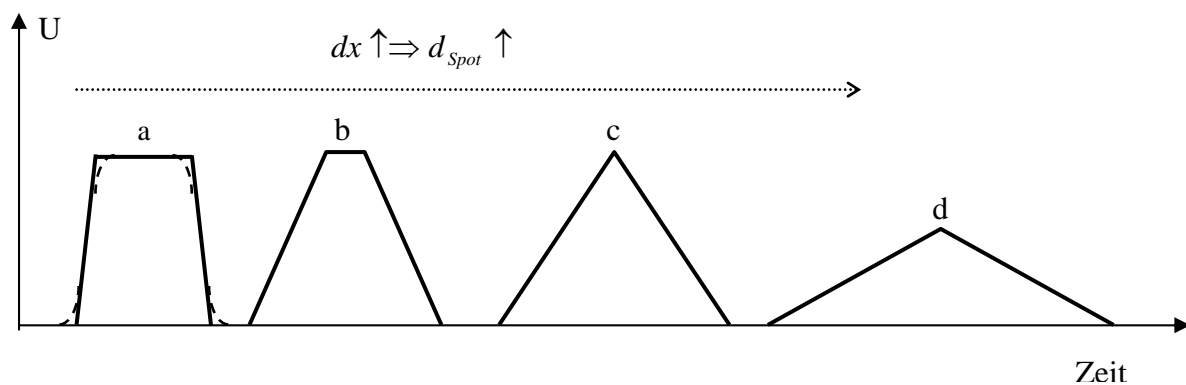


Abb. 3.9 Signalformen mit verschiedenen Spotgrößen (Durchgang C+A)

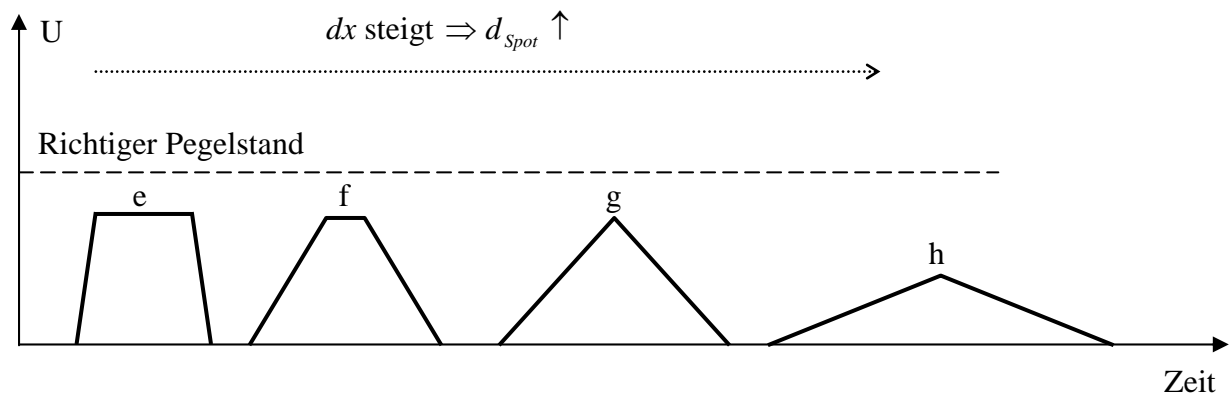


Abb. 3.10 Signalformen mit verschiedenen Spotgrößen (Durchgang D+B)

Die Anstiegszeit bzw. Abfallzeit ist direkt proportional zu der entstehenden Bildgröße, die außerhalb des Beugungsbereiches nach Gleichung 3.11a wiederum zu der Entfernung der Laufbahn der Partikel mit K1K1 proportional ist. Diese Eigenschaft der Anstiegszeit der Signale kann theoretisch zur Abgrenzung einer Messzone innerhalb eines schmalen Bereiches z.B. $[-dx_{Grenze}, dx_{Grenze}]$ mit $dx_{Grenze} \leq dx_{max}$ genutzt werden.

Es werden dabei einige Nachteile bemerkt. Erstens, unter dem Einfluss der Partikelgröße wird die Zonenaufteilung auf Basis der Abbildung 3.8a je nach der gemessenen Partikelgröße variieren. Für verschiedene Partikelgrößen entspricht die gleiche Anstiegszeit verschiedenen Messzonen. Größere Partikeln werden aus kleinerer Messzone gemessen, so dass die gemessene Partikelgrößenverteilung im Vergleich mit der wahren zum Feinbereich verschoben wird. Aber eine Korrektur dafür ist theoretisch möglich. Zweitens, die Anstiegszeit der Signale wird auch von den Eigenschaften (Antwortzeit, Empfindlichkeit) der Elektronik beeinflusst. Starke Beschränkung der Bandbreite des Vorverstärkers (zur Unterdrückung des Rauschens) verlängert dessen Antwortzeit sowie die Anstiegszeit der

Signale. In der vorliegenden Arbeit ist die Obergrenze der Bandbreite auf 1MHz eingestellt, was einer Antwortzeit von $0.35\ \mu\text{s}$ entspricht. Im Vergleich mit der von der Randzone verursachten Anstiegszeit kann sie im Prinzip vernachlässigt werden. Bei der Signalerkennung ist immer eine messtechnische Grenze zur Nachweisbarkeit von Impulsen durch die Triggerschwelle gegeben. Die Anstiegszeit der Signale mit niedriger Amplitude wird bei der Signalverarbeitung vielfach zu klein bestimmt. Solche Partikeln werden nicht ausgeschieden, obwohl sie in der Tat sehr weit außerhalb der zentralen Zone durchlaufen. (siehe Kapitel 6.1). Nicht zu letzt haben ein nicht geradliniger Durchgang der Partikeln durch die Randzone und eine kurzzeitige Variation der Partikelgeschwindigkeit in der Randzone eine verfälschte Anstiegszeit zur Folge.

Abbildung 3.8c stellt die Aufteilung der Eintrittsfläche dar, ohne den Einfluss der Partikelgröße zu berücksichtigen. Alle Partikeln, die innerhalb der Zone A durchgelaufen sind, werden ganz von der Photodiode erkannt, und deren Größe wird korrekt erfasst. Eine randzonenfehlerfreie Messzone wird innerhalb Zone A abgegrenzt. Sonst entsteht die Fehlmessung für die Partikeln, die in die Randzone B eintreten, und deswegen teilweise detektiert werden. Das dabei gemessene Signal ist für die Partikelgröße nicht repräsentativ. In diesem Punkt scheitert das Erkennen der randzonenläufigen Partikeln durch die Anstiegszeit der Signale mit einem Empfängersystem. Z.B. in Abbildung 3.8 wird Partikel *f* wegen der gleichen Entfernung von K1K1 mit der Partikel *b* nicht auf Grund der Anstiegszeit verworfen, obwohl sie wirklich mit dem Randzonenfehler behaftet ist.

Zur Definition einer Messzone ohne Randzonenfehler ist ein zweites Empfangssystem erforderlich. Abbildung 3.11 zeigt die Projektion des Messvolumens aus zwei Empfangssystemen mit Rechteckblende. Die jeweilige zentrale Zone A1 und A2 überschneiden sich, und daraus ergibt sich ein achteckiger Bereich. Wenn die Partikel innerhalb dieser Zone eintritt, können korrekte Signale von beiden Systemen empfangen werden. Durch Beschränkung von der Anstiegszeit der beiden wird eine randzonefehlerfreie Messzone innerhalb dieses achteckigen Bereiches möglich. Die oben angesprochenen Probleme bleiben jedoch erhalten.

In der vorliegenden Arbeit wird diese Methode nur begrenzt genutzt. Dafür werden nur qualitative Beispiele gegeben (siehe Kapitel 6.2).

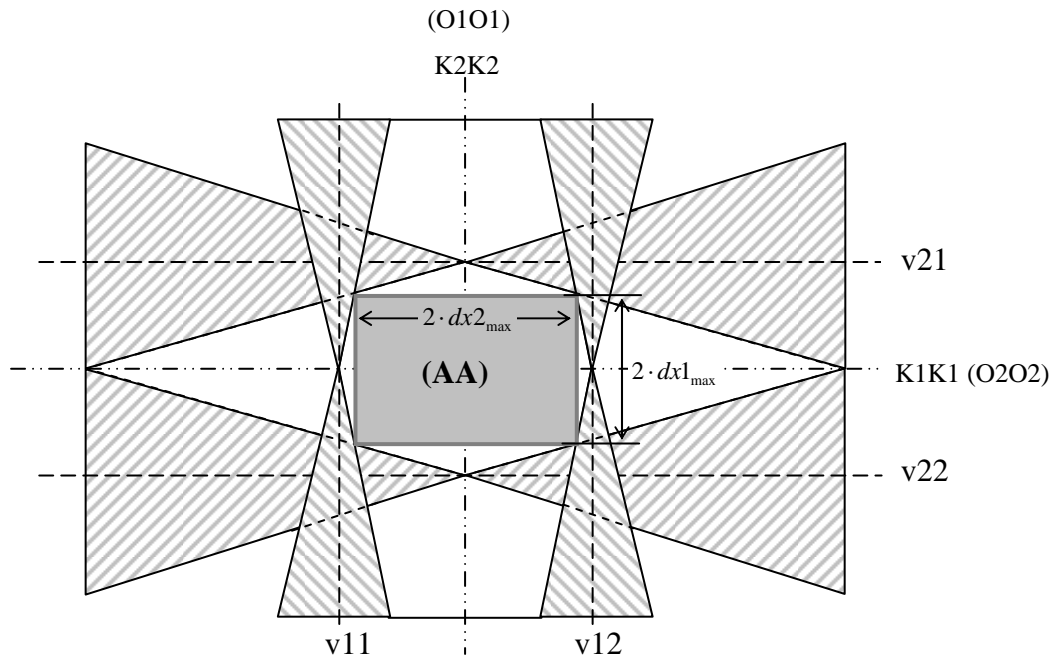


Abb. 3.11 Messzonenaufteilung mit Rechteckblenden (Strömungsrichtung ist vertikal zur Papierebene)

Unter dem Einfluss der Partikelgröße verändert sich die Zonenaufteilung des Messvolumens. Die gesamte Zone, aus der Signale empfangen werden, wird mit steigendem Partikeldurchmesser größer. Die zentrale Zone A, aus der die korrekten Signale gemessen werden, wird entsprechend kleiner. Daher besteht eine Zone zwischen beiden Linien $v11$, $v12$ und $v21$, $v22$, die den vertikalen Kanten der Blendenöffnung entsprechen. Die Signale, die aus diesem Bereich empfangen sind, werden durch einen maximalen Randzonenfehler von 50% charakterisiert (siehe Gleichung 3.20). Unabhängig von der zu messenden Partikelgröße bleibt dieser Bereich konstant.

$$U_{P\text{-erfasst}} \geq 0.5 \cdot U_{P\text{-wahr}} \quad (3.20)$$

$U_{P\text{-erfasst}}$ ist die erfasste Signalthöhe, und $U_{P\text{-wahr}}$ ist die für die Partikelgröße repräsentative Signalthöhe, bei der Rechteckblende leider nicht erreichbar.

Bei der Signalerkennung in der vorliegenden Arbeit wird die Signaldauer zum Verwerfen der Signale verwendet. Auf Grund der Abhängigkeit der gesamte Signaldauer t_{Total} von d_{Spot} , die leicht durch verschiedene Faktoren beeinflusst werden kann, wird die Dauer t_M der Signale

zwischen den zwei Signalanstiegs-Halbwertspunkten außer t_{Total} (siehe Kapitel 6.1) entnommen, und mit Gleichung 3.21 berechnet.

$$t_M = \frac{h}{v} \quad (3.21)$$

Im Vergleich mit t_{Total} ist t_M bei der Rechteckblende von d_{Spot} unabhängig. Dies begründet sich aus der Tatsache, dass die Kontur der Blendenöffnung dadurch charakterisiert ist, dass 50% des Streulichtes aufgenommen werden ($U_{P-erfasst} = 0.5 \cdot U_{P-wahr}$), wenn das Bildzentrum der Partikeln gerade auf ihr liegt.

3.2.2 Signalformen bei der T-Blende

Um die Randzonenfehler effektiv zu eliminieren, wird die T-Blenden-Technologie [28] zur Abgrenzung eines randzonenfehlerfreien Messvolumens verwendet.

3.2.2.1 Mögliche Signalformen

- Die Betrachtung des Durchschnittes von dem Messvolumen bei dx

Wie bei der Abgrenzung des Messvolumens mit einer Rechteckblende ist ein Durchschnitt des Messvolumens aus einer T-Blende in Abbildung 3.12 aufgezeichnet. Die theoretische Signalform für eine beliebige Eintrittsposition kann mit dem in Abbildung 3.10 (rechts) entwickelten Verfahren erhalten werden.

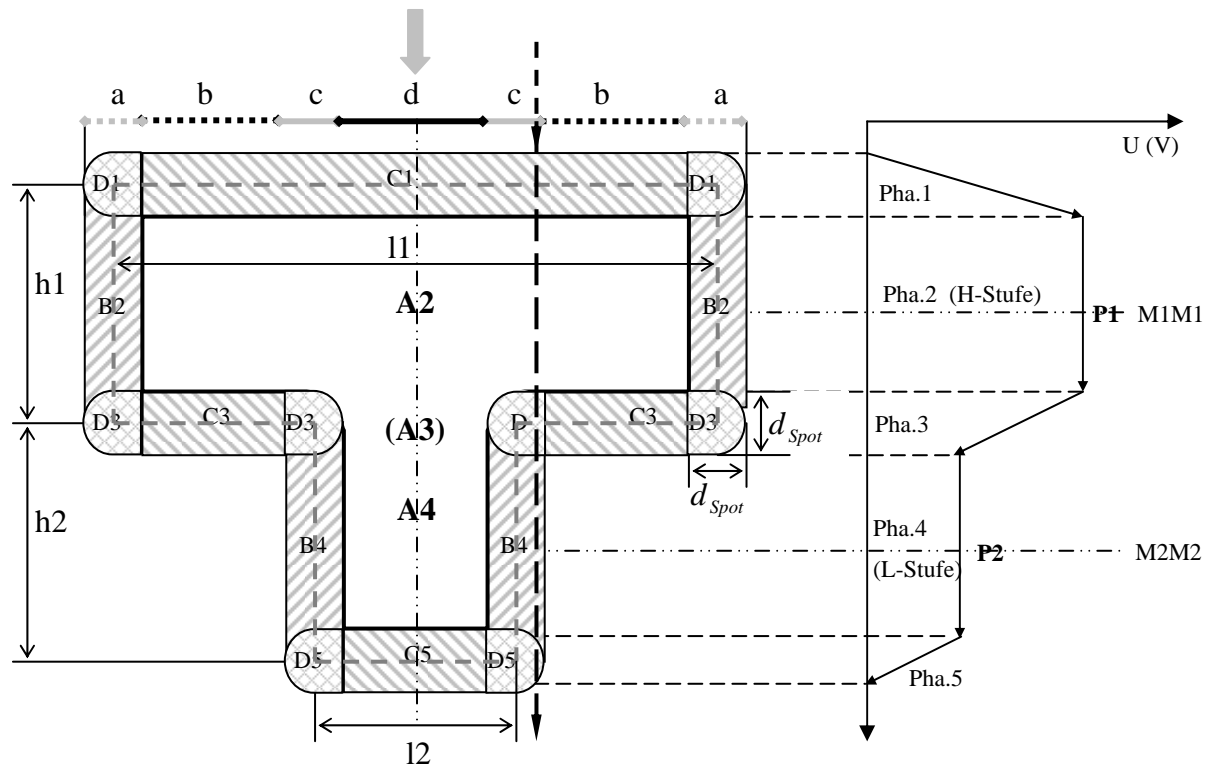


Abb. 3.12 Zonenaufteilung des Messvolumens einer T-Blende (Durchschnitt bei dx)

Eintrittszone a (D1): dreiphasiges Signal, Randzonenfehler für beide Stufen.

Eintrittszone b (C1, A2, C3): dreiphasiges Signal, kein Randzonenfehler für L-Stufe

Eintrittszone c (C1,A2,D3,B4,D5): fünfphasiges Signal, kein Randzonenfehler nur für L-Stufe

Eintrittszone d (C1,A2,A3,A4,C5): fünfphasiges Signal, kein Randzonefehler für beide Stufen

Je nach dem Eintrittsbereich (a, b, c, d in Abbildung 3.12) liegen unterschiedliche Signalformen vor. Sie sind in Abbildung 3.13 mit vier Signalformen zusammengefasst.

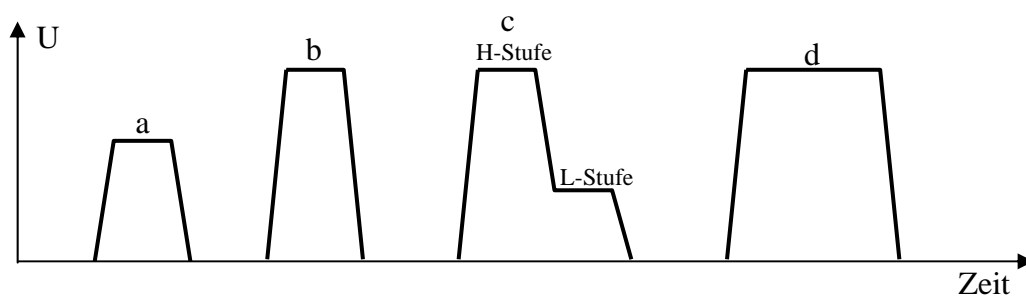


Abb. 3.13 Signalformen aus der T-Blende

Die Signalformen werden in zwei Sorten: drei- und fünfphasige Signale eingeteilt. Die Partikeln mit dreiphasigem Signal sind dadurch charakterisiert, dass ihre Bilder beim Durchlaufen des Messvolumens gar nicht das obere Teil der Blendenöffnung (dem Unterteil

des Messvolumens entsprechend) berührt haben. Es gelingt nicht, aus solchen Signalen die am Oberteil des Messvolumens randgängigen Partikeln zu erkennen. Sie werden nicht bei der Signalauswertung akzeptiert. Die Partikeln, deren Bild bei dem Durchlauf ganz oder teilweise innerhalb des Oberteiles der Öffnung fällt, liefern ein fünfphasiges Signal, das zwei Stufen: H-Stufe und L-Stufe hat (Abbildung 3.13c). Die H-Stufe beschreibt den Durchlauf der Partikel am Oberteil des Messvolumens. Der Spitzenwert U_p wird bei einer geschickten Messvolumenabgrenzung zur Bestimmung der Partikelgröße herangezogen. Seine Differenz mit der L-Stufe (U_{p-Sub}), die dem Durchgang innerhalb des Unterteils des Messvolumens entspricht, entsteht durch den Randzonenfehler am Unterteil des Messvolumens. Mit $U_{p-Sub} = U_p$ bedeutet es, dass die Partikel vollständig innerhalb der zentralen Zone der beiden Teile des Messvolumens durchläuft, während eine Partikel mit $U_{p-Sub} = 0$ (dreiphasiges Signal) gerade am Unterteil des Messvolumens vorbeiläuft. Dadurch ist die Abgrenzung des Messvolumens realisierbar. Zur Unterdrückung der Wirkung der Partikelgröße auf die Zonenaufteilung können nur die Signale mit $U_{p-Sub} \geq 0.5 \cdot U_p$ ausgewertet werden. Dies entspricht der Eintrittsfläche zwischen den zwei roten gestrichelten Linien (Abbildung 3.15). Wie bereits im Kapitel 3.2.1 besprochen, bleibt sie für alle Partikelgrößen im Prinzip konstant. Aber in der Praxis wird die L-Stufe bei dem Signalverlauf nicht ganz klar angezeigt, das Erfassen von U_{p-Sub} ist schwer. Um dieses Problem zu lösen, wird alternativ der Anteil der Signaldauer (t_M), während dessen das Signal über dem halben Spitzenwert liegt, ermittelt. Als Folge zeigt sich eine bimodale Verteilung von t_M auf. Die Partikeln, derer t_M die Grenze zwischen zwei Moden überschritt, werden ausgewertet. Anders als bei der Rechteckblende wird t_M hier von d_{Spot} abhängig. Für die zu verwerfenden Signale (z.B. Signal 1 in

Abbildung 3.14) liegt t_M theoretisch im Bereich $\left[\frac{h1}{v}, \frac{h1 + 0.5 \cdot d_{Spot}}{v} \right]$ (jeweils bei

dreiphasigen Signalen und Signalen mit $U_{p-Sub} \approx \frac{U_p}{2}$). Für die auszuwertenden Signale (z.B.

Signal 2 in Abbildung 3.14) liegt t_M im Bereich $\left[\frac{h1 + h2 - 0.5 \cdot d_{Spot}}{v}, \frac{h1 + h2}{v} \right]$ jeweils bei

$U_{p-Sub} \approx \frac{U_p}{2}$ und $U_{p-Sub} = U_p$. Eine scharfe Trennung zwischen zwei Moden kann

theoretisch erreicht werden unter der Bedingung:

$$\frac{h1 + h2 - 0.5 \cdot d_{Spot}}{v} > \frac{h1 + 0.5 \cdot d_{Spot}}{v} \Rightarrow h2 > d_{Spot} \quad (3.22)$$

Die lässt sich durch die sorgfältige Auslegung der zwei T-Blenden erfüllen. Aber wegen der Unvollkommenheit der Elektronik und Messbedingungen ist eine ganz scharfe Trennung in der Regel kaum zu erreichen. Konkrete Ergebnisse werden in Kapitel 7.3 dargestellt und dort wird dieses Verfahren näher erläutert.

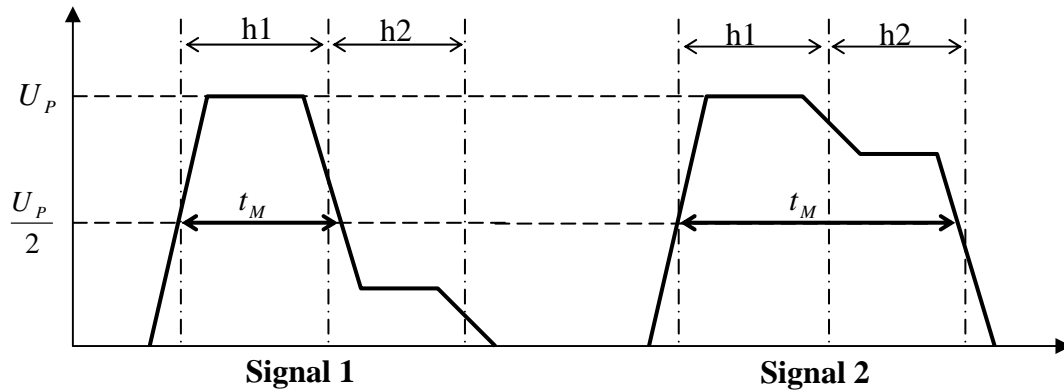


Abb. 3.14 t_M bei den unterschiedlichen Signalformen

3.2.2.2 Betrachtung der Eintrittsfläche der Partikeln

Eine T-Öffnung kann im Prinzip als zwei nacheinander geschaltete Rechtecke (siehe Abbildung 3.15, rechts) angesehen werden. Die Projektion auf der XY-Ebene des Messvolumens mit einer T-Blende ist mit entsprechender Zonenaufteilung in Abbildung 3.15 aufgezeichnet.

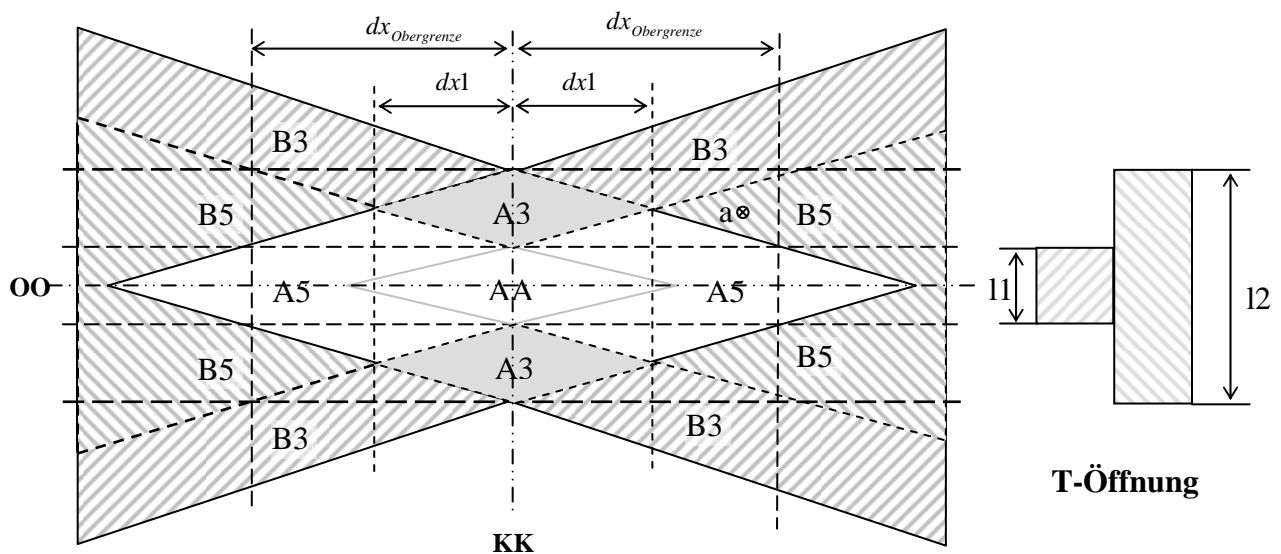


Abb. 3.15 Zonenaufteilung der Eintrittsfläche aus einer T-Blende (links)

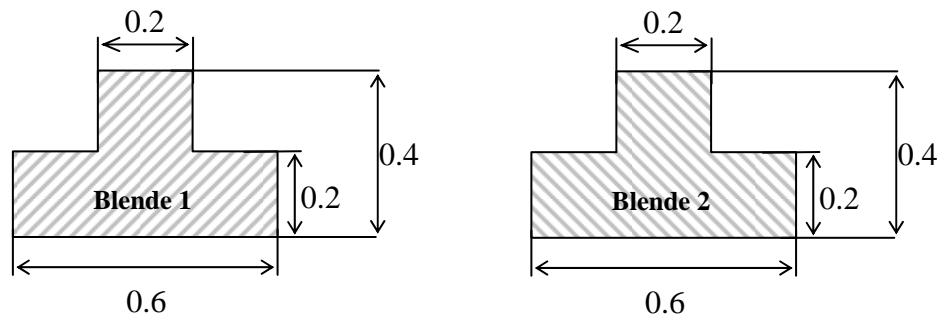
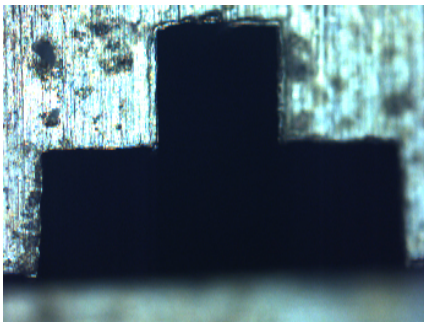
(Strömungsrichtung ist vertikal zur Papierebene)

Betrachtet man die Zone A, bedeutet es, dass die Partikel am Oberteil des Messvolumens randzonenfehlerfrei wird, wenn sie in dieser Zone ins Messvolumen eintritt. In Zone B wird das Signal randzonenfehlerbehaftet. Die Zahl 3 oder 5 kennzeichnet die Phasen des Signals (drei- oder fünfphasig). Es ist leicht zu erkennen, dass die fünfphasigen Signale zu den Signalen mit dem korrekten U_p nicht äquivalent sind (z.B. Partikel **a** in Abbildung 3.15). Dies gilt nur im Bereich von $dx \leq dx_1$. Unter der Bedingung von $U_{p-Sub} \geq 0.5 \cdot U_p$, die als das Kriterium zur Auswahl der Signale dienen kann, wird dieser Bereich bis zu $dx \leq dx_{Obergrenze}$ erweitert. Die Abgrenzung dieses Bereichs kann einerseits durch die Begrenzung der Anstiegszeit der Signale oder andererseits durch das zweite Empfängersystem realisiert werden. Auf Grund der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Schwierigkeiten wird die zweite Maßnahme der Schwerpunkt des nächsten Abschnittes.

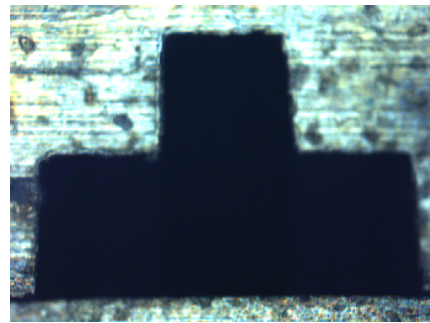
3.2.2.3 Abgrenzung einer Messzone ohne Randzonenfehler

- System mit zwei Empfängersystemen (T-Blenden)

Gegenstand dieser Arbeit ist ein selbstgebauter optischer Streulicht-Partikelzähler, der mit Laserlicht als Lichtquelle arbeitet, und zwei Empfangssysteme mit verschiedenem Raumwinkelbereich hat. Durch die Durchdringung der beiden Detektionswege entsteht das Messvolumen, aus dem die Partikeln von beiden Systemen gleichzeitig detektiert werden können. Beim Einsatz von zwei T-Blenden (siehe Abbildung 3.16 und 3.17) muss der Bereich auf mehrere Zonen aufgeteilt werden. Durch die Kombination der zwei erfassten Signale kann die Eintrittsfläche der Partikeln im Prinzip bestimmt werden. Innerhalb des Messvolumens wird die randzonenfehlerfreie Messzone idealerweise dadurch abgegrenzt, dass nur die Signale mit $U_{p-Sub} \geq 0.5 \cdot U_p$ ausgewertet werden. Sie ist in Abbildung 3.18 dargestellt. Der Einfachheit halber sind die zwei Detektionswege senkrecht zueinander aufgetragen, während der wirkliche Winkel 65° beträgt.

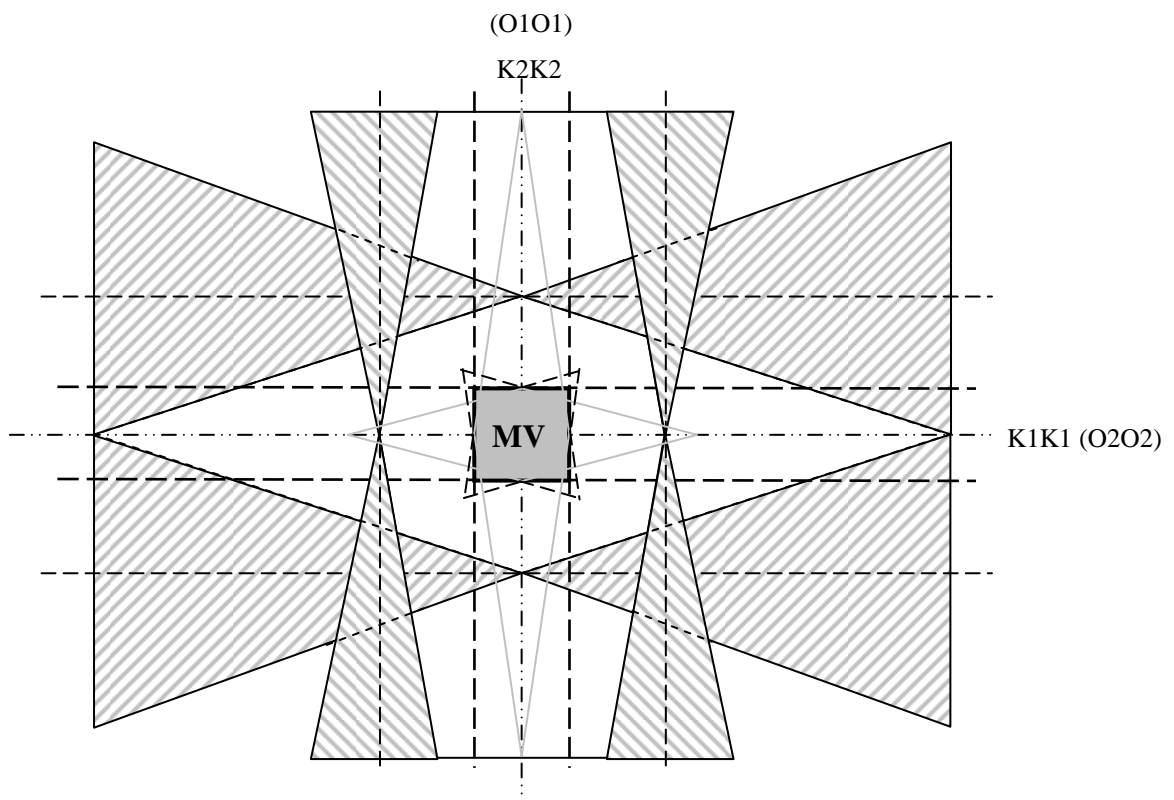
Abb. 3.16 Auslegung der T-Blenden (in *mm*)

T-Blende 1



T-Blende 2

Abb. 3.17 Lichtmikroskop-Aufnahme der zwei realen verwendeten T-Blenden

Abb. 3.18 Abgrenzung eines Messvolumens ohne Randzonenfehler mit zwei T-Blenden
(Strömungsrichtung ist vertikal zur Papierebene)

Glaubwürdige Messergebnisse werden nur gesichert mit der sauberen Signalaufbereitung, der die exakte Abgrenzung des Messvolumens zugrunde liegt. Bei schlechten optischen Positionierungen kann der ideale Zustand des Messvolumens so weit zerstört werden, dass nur schlechte oder falsche Ergebnisse geliefert werden. Bei gut eingestelltem Messvolumen haben die Signale folgende Eigenschaften:

Erstens werden für die gute Einstellung des Messvolumens die zwei T-Blenden auf die gleiche Höhe eingestellt. Als Folge werden die beiden mit der gleichen Partikel verbundenen Signale gleichzeitig ankommen (gleichzeitig verschwinden bei Rechteckblenden). Zur Beschreibung dieser Eigenschaft werden zwei Parameter MDP und Trig-DP der Signalpaare bei der Signalverarbeitung bestimmt (siehe Kapitel 6). Der konkrete Vergleich zwischen ihnen wird in Kapitel 9 gezeigt.

Zweitens haben die Signale, die aus dem gemeinsamen Messvolumen empfangen werden, eine steilere Anstiegsflanke. Die weitere Analyse zeigt noch, dass, wenn sich der Eintrittspunkt der Partikel in Bezug auf ein Empfangssystem längs der Ebene KK vom Zentrum in Richtung des Randes verschiebt, sich das Signal des Systems von einem langen Impuls bis zu einem kurzen Signal wandelt. Dabei wird die Anstiegsflanke des anderen Signals ständig flacher, aber die Phasen bleiben unverändert. (siehe Abbildung 3.19)

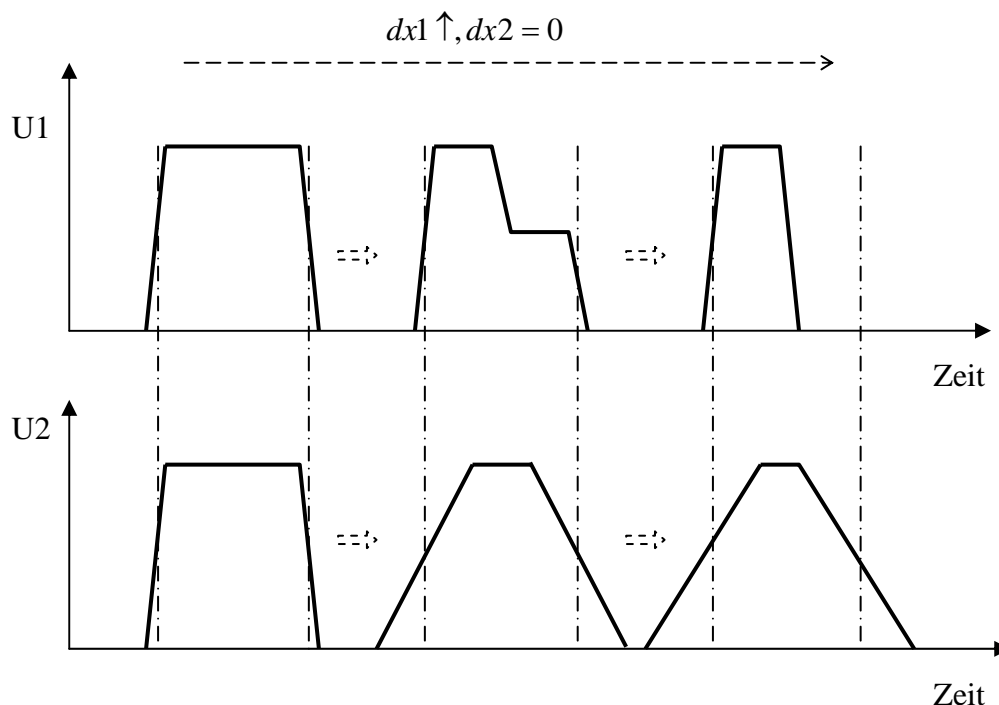


Abb. 3.19 Abwandlung der Signalform längs K2K2

Diese Eigenschaften des idealen Messvolumenzustandes können bei der Justierung der Optik (Blenden) genutzt werden. Die Differenz der Blenden in der senkrechten Richtung (Strömungsrichtung) bezieht sich nur auf die zur jeweiligen Signalhöhe beitragende einfallende Intensität. Dadurch werden die Signalformen und derer Kombination nicht beeinflusst. Unter diesem Aspekt können die zwei Blenden leicht optimal eingestellt werden. Im Vergleich zu der Einstellung in der vertikalen Richtung stellen sich hohe Anforderungen an die Justierung der Blenden in der horizontalen Richtung. Eine kleine Abweichung der zwei Blenden von ihrer idealen Position in der horizontalen Richtung wird die Zonenaufteilung sowie die daraus folgende Signalaufbereitung zerstören, so dass keine guten Ergebnisse zu erwarten sind. In der Praxis ist die oben genannte zweite Eigenschaft schwer quantitativ durchzuführen, die Justierung bleibt immer zeitaufwendig.

Streng genommen sind die Zone MV, aus der die beiden Signale einer Partikel mit $U_{P-Sub} \geq 0.5 \cdot U_P$ empfangen werden, und die Zone AA, aus der die Signale mit $U_{P-Sub} \approx U_P$ empfangen werden, nicht deckungsgleich. Aus der Tatsache, dass der ideale Zustand den größten Wert des Verhältnisses $\frac{A_{AA}}{A_{MV}}$ aufweist, kommt ergänzend eine Möglichkeit für die

horizontale Einstellung der Blenden zum Einsatz. Eine Messung wird vorgenommen. Danach werden die Partikelanzahlen, die jeweils aus der Zone MV und AA gemessen worden sind, durch die jeweiligen Signalbedingungen zur Ermittlung des Verhältnisses $\frac{A_{AA}}{A_{MV}}$ herangezogen.

$$\delta = \frac{A_{AA}}{A_{MV}} = \frac{N_{AA}}{N_{MV}} = \frac{N[(U1_{P-Sub} \approx U1_P) \cap (U2_{P-Sub} \approx U2_P)]}{N[(U1_{P-Sub} \geq 0.5 \cdot U1_P) \cap (U2_{P-Sub} \geq 0.5 \cdot U2_P)]} \quad (3.23)$$

Die optimale Position der beiden Blenden soll in diesem Vorgang separat untersucht werden. Nach einer neuen Einstellung der Blenden wird die Messung wieder durchgeführt und δ erneut berechnet. Das sich vom idealen Zustand ergebende theoretisch maximale δ wird in der Praxis kaum erreichbar. Einerseits ist die Zonenaufteilung in Abbildung 3.18 ganz ideal dargestellt, und in der Realität gibt es noch andere Effekte, die die Zonenaufteilung verschlechtern. Andererseits kann die Elektronik die Ermittlung von N_{AA} und N_{MV} mehr oder weniger beeinträchtigen.

Auf Basis dieser Kriterien wird ein Justierungsvorgang im nächsten Abschnitt beschrieben.

3.3 Optische Positionierung und Justierung des LAZEW

- Zur Abgrenzung des gemeinsamen Messvolumens

3.3.1 Ziel der Justierung

Um glaubwürdige Messergebnisse gewährleisten zu können, spielt eine gute Positionierung der optischen Bauteile bei dem Zweiempfänger-System eine wichtige Rolle. Auf Basis von Kapitel 3.2 stellt Abbildung 3.20 den idealen Zustand dar, mit folgenden Eigenschaften:

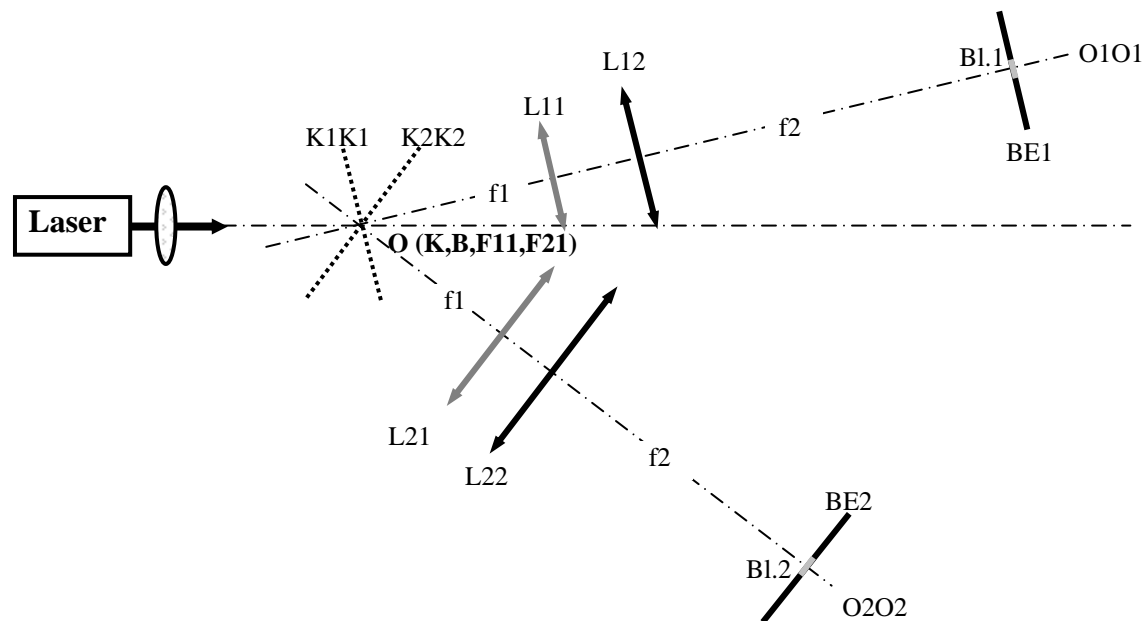


Abb. 3.20 Ideale Positionen der optischen Bauteile

- Die zwei optischen Achsen von den Empfänger-Systemen $O1O1$ und $O2O2$ schneiden sich in einem gemeinsamen Punkt O , der sich gleichzeitig im Mittelpunkt der Laserstrahltaile befindet.
- Linse $L11$ und $L21$ sind hinter dem Punkt O mit der jeweiligen Brennweite $f11$ bzw. $f21$ genau so positioniert, dass sich ihre Brennebene $K1K1$ und $K2K2$ in ihm schneiden, wodurch Brennpunkt $F11$ mit $F21$ zusammenfällt.
- Die Blenden $BE1$ und $BE2$, deren Öffnungszentrum von derer Öffnung ($Bl.1$ bzw. $Bl.2$) auf der optischen Achse liegen, werden mit dem Abstand von $f12$ sowie $f22$ hinter den Linsen $I2$ bzw. 22 fixiert.

Im Idealfall werden mehrere charakteristische Punkte (O , K , B , $F11$, $F21$) in einem einzigen Punkt zusammenfallen, in dem das virtuelle Messvolumen entsteht. Aber in der Praxis lässt sich der ideale Zustand nicht oder schwer realisieren. Die Positionierung und Justierung sind sehr zeitaufwendig. Die Positionierung von manchen optischen Bauteilen spielt bei der Abgrenzung eines guten gemeinsamen Messvolumens keine wesentliche Rolle, oder die Bedingung ist leicht zu erfüllen. In Abbildung 3.21 ist ein quasi idealer Zustand dargestellt, wobei viele Bauelemente von ihrer entsprechenden idealen Position abweichen: die Blenden stehen nicht in der Brennebene der jeweiligen zweiten Linse, sondern mit dem Abstand $x1$ bzw. $x2$ hinter der Linse. $K1K1$ und $K2K2$ sind deswegen nur als die mit $BE1$ und $BE2$ konjugierte Bildebene bezeichnet und überschneiden sich außerhalb des Punktes O . Außerdem können auch die Öffnung $Bl.1$ und $Bl.2$ von ihrer idealen Position so abweichen, dass der Schnittpunkt B von $b1$, $b2$, die zu ihrer optischen Achse parallel sind, und derer Bild durch die Mitte der Öffnung geht, anderswo als bei dem O liegt. Weil der Laserstrahl im Vergleich mit dem Messvolumen ziemlich groß ist, und eine große Länge der Strahltille hat (siehe Kapitel 3.4), wird die Einstellung des Laserstrahls hier nicht besonders besprochen. Außer den vielen oben erwähnten Abweichungen, die in der Praxis bei der Positionierung zugelassen sind, muss die wesentliche Bedingung, dass der Punkt K mit B zusammenfällt, auf jeden Fall eingehalten werden. Das gewährleistet ein gut definiertes Messvolumen, und wird als die wichtigste Aufgabe bei der Justierung angestrebt.

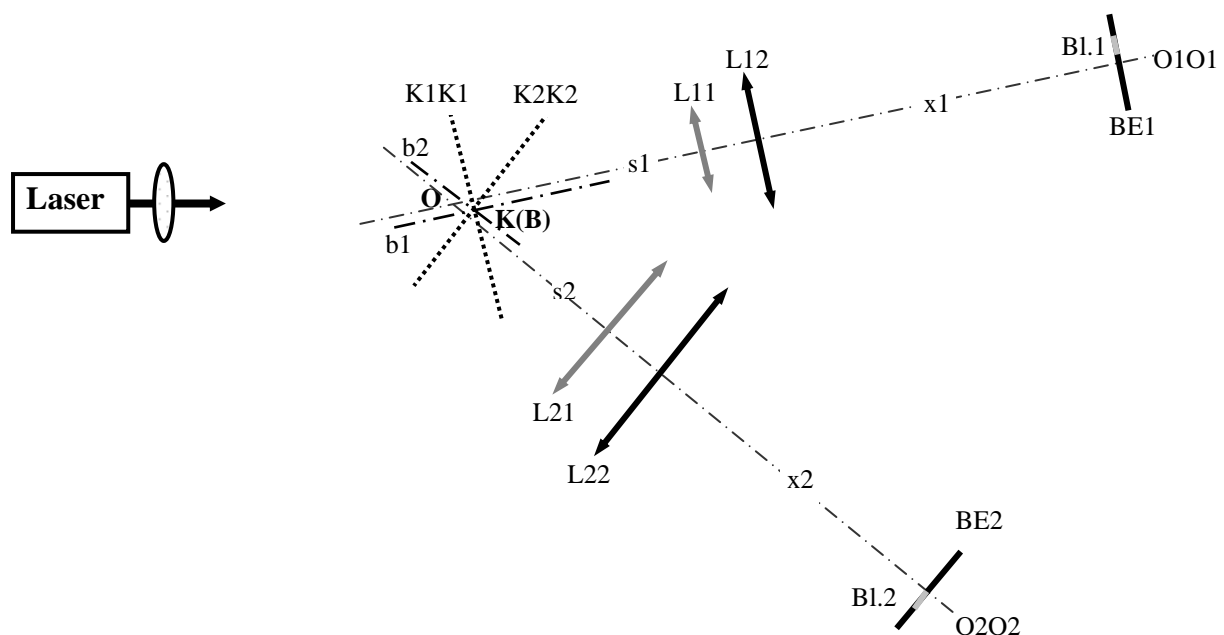


Abb. 3.21 Reale Positionierung der optischen Bauteile

3.3.2 Geometrische Erläuterung des Justiervorgangs

Die in Abbildung 3.21 gezeichnete quasi ideale Positionierung erfolgt durch eine Reihenfolge von Justierungsschritten, die auf Basis einer systematischen Analyse aus der Geometrie der optischen Anordnung entwickelt wird.

Nachdem alle optischen Bauteile grob in die jeweilige Position gestellt sind, wird Punkt K durch $L11$ und $L21$ bzw. Punkt B durch die Position von $Bl.1$ und $Bl.2$ eindeutig festgelegt. Der Schnittpunkt von $K1K1$ und $K2K2$ (K) ist mit der Eigenschaft, dass, wenn sich auf K eine Partikel befindet, sich sie gleichzeitig das schärfste Bild auf $BE1$ bzw. $BE2$ ergibt. Die Bilder fallen wahrscheinlich nicht in die aktuellen Öffnungen $Bl.1$ und $Bl.2$. Befindet sich die Partikel am Punkt B , fallen ihre Bilder beide innerhalb der aktuellen $Bl.1$ bzw. $Bl.2$, sind aber nicht scharf gestellt. Am Anfang sind K und B nicht deckungsgleich. Für ein gut definiertes Messvolumen müssen sie zusammenfallen. Das begründet sich im Folgenden:

Aus jedem Empfangssystem ergibt sich ein eigenes Messvolumen ($MV1$ und $MV2$), am Anfang sind sie so weit getrennt, dass ein oder ein optimales gemeinsames Messvolumen MV nicht entsteht (siehe Abbildung.3.22). Derer Mittelpunkte $M1$ und $M2$ (Schnittpunkt von $b1$ und $K1K1$ bzw. $b2$ und $K2K2$.) stehen auch auseinander. **Wenn und nur wenn** beide Einzelmittelpunkte auf dem Punkt K zusammengefallen sind, ist das optimale Messvolumen entstanden, wobei B und K gerade aufeinander liegen. Um das Ziel zu erreichen, sollen $MV1$ und $MV2$ entweder längs $K1K1$, $K2K2$ oder $b1$, $b2$ verschoben werden. Unter Berücksichtigung der optischen Eigenschaften von $K1K1$, $K2K2$, $b1$ und $b2$ lässt sich das dadurch realisieren, dass $L11$ und $L21$, sowie $Bl.1$ und $Bl.2$ jeweils in die entsprechende Richtung verschoben werden. Theoretisch genügt es, zwei beliebige von den vier Vorgehensweisen: $L11$ und $L21$ längs $O1O1$, $O2O2$, bzw. $Bl.1$ und $Bl.2$ längs der Blendenebene (waagrecht) gleichzeitig verstellbar zu halten. Abbildung 3.22 zeigt ein Beispiel, womit der Justiervorgang aus geometrischer Sicht verdeutlicht wird.

Es sei angenommen, dass alle Bauteile schon grob positioniert sind, und zwar $L11$ und $L21$ (somit $K1K1$, $K2K2$ und der Schnittpunkt K) bei dem folgenden Vorgang fixiert sind. Am Anfang existieren zwei Bilder von K ($K1'$, $K2'$ in Abbildung 3.22), die außerhalb $Bl.1$ und $Bl.2$ auf $BE1$ und $BE2$ liegen, wobei auch $MV1$ und $MV2$ auseinander liegen. Jetzt werden die zwei Blenden waagrecht verschoben, bis $K1'$ und $K2'$ jeweils in $Bl.1$ bzw. $Bl.2$ gefallen sind. Gleichzeitig bewegen sich $MV1$ und $MV2$ während dieses Vorgangs längs $K1K1$ bzw. $K2K2$ in die entsprechende Richtung. Wenn $Bl.1$ und $Bl.2$ jeweils mit den Bildern $K1'$ und $K2'$

übereinstimmen, sind $M1$ und $M2$ sowie B gerade auf K gelangt. $MV1$ und $MV2$ überschneiden sich in K , wo das optimale gemeinsame Messvolumen MV entsteht.

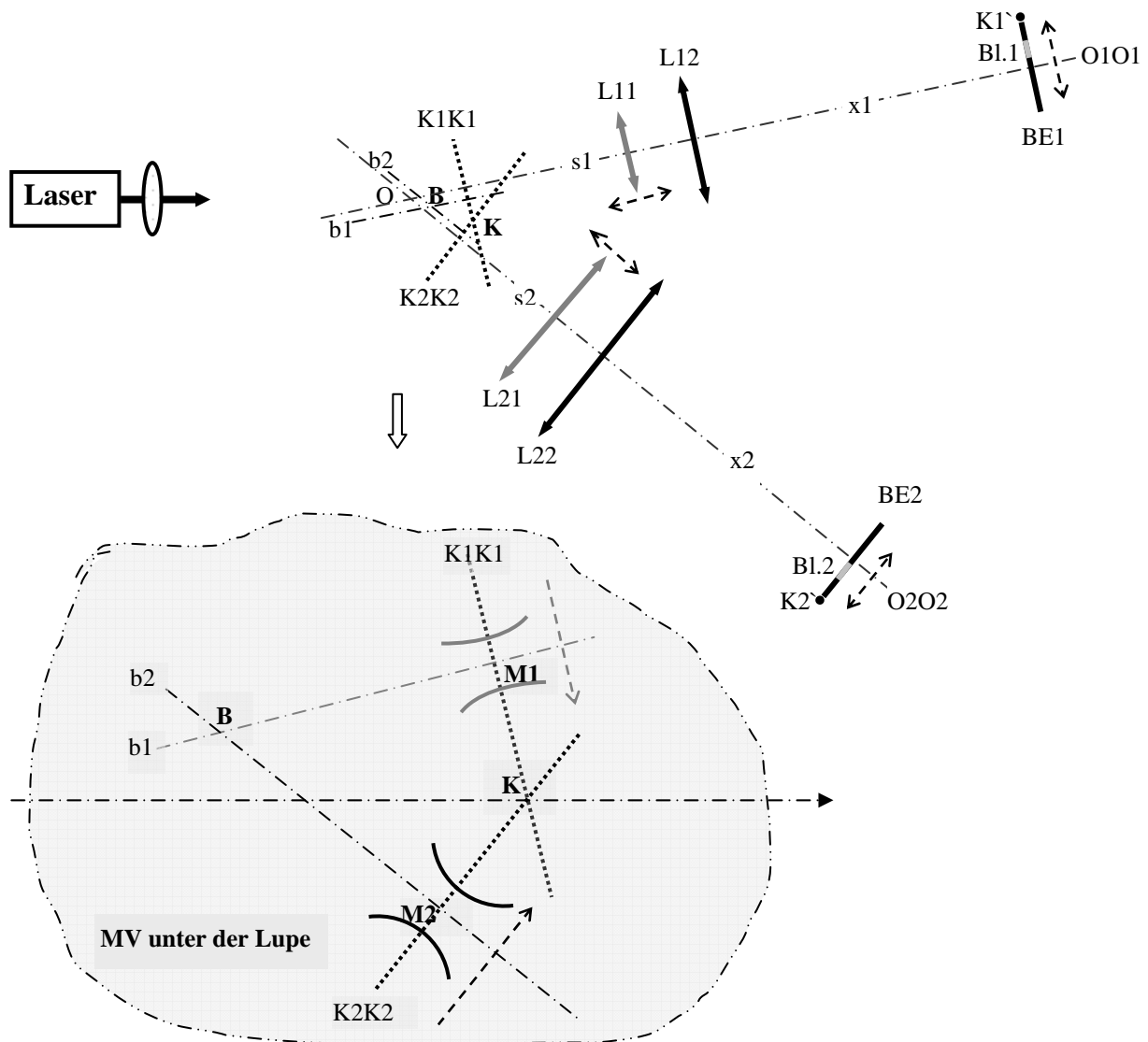


Abb. 3.22 Geometrische Erläuterung des Justierungsvorgangs

Dieser Vorgang wird als die Feinjustierung bezeichnet. Hierbei existiert ein Problem. Wenn $L11$ und $L21$ nicht gut positioniert und fixiert sind, besteht die Gefahr, dass das Bild von K auf der Blende ebene von der optischen Achse so weit abweicht, dass es außerhalb des Verstellbereiches der Blendenöffnung fällt (siehe Abbildung 3.23). Außerdem wird mit der großen Abweichung der optische Abbildungsfehler viel größer, so dass die Schärfe des Partikelbildes sowie die Qualität des Messvolumens beeinträchtigt werden. Für die richtige Positionierung von $L11$ und $L21$ ist es deswegen ebenso wichtig, dass sie längs der optischen Achse verstellbar gehalten werden. Weil das Empfangssystem eine Vergrößerung $|\beta| = 10$ hat,

wirkt eine Verschiebung von $L11$ und $L21$ vielfach stärker als die der Blenden. Als Grobjustierung wird die Verschiebung der Linsen der Feinjustierung vorgeschaltet.

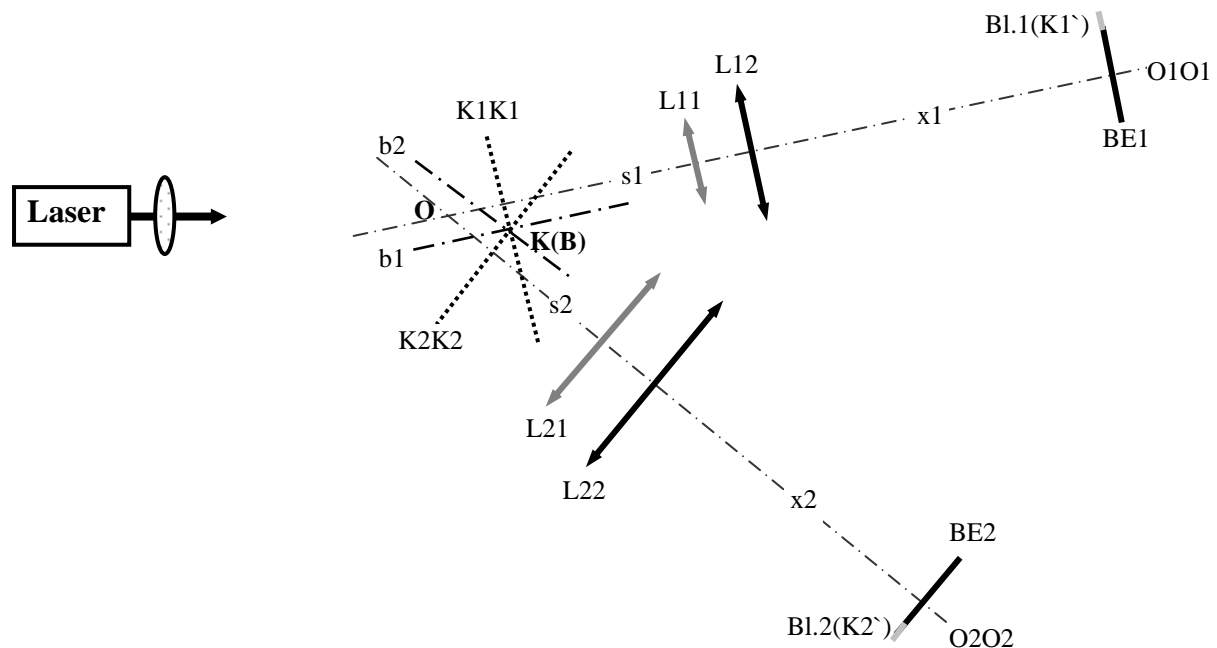


Abb. 3.23 Schlechte Positionierungen der optischen Bauteile

3.3.3 Schritte zur Justierung

Auf Basis von der obigen Analyse der Messeinrichtung wurde ein Verfahren zur Justierung der optischen Anordnung entwickelt. Es wird eingeteilt in zwei Teile: Grobjustierung und Feinjustierung, durch die die optimale Abgrenzung des Messvolumens schrittweise erreicht wird. Weil die optischen Größen z.B. die Achsen $O1O1$ und $O2O2$, die Ebene $K1K1$ und $K2K2$ sowie die spezifischen Punkte O , K , B , $M1$ und $M2$ rein virtuell sind, werden verschiedene Hilfsmittel bei der Justierung verwendet. Ein auf dem Papier vom Laser beleuchteter kleiner Spot wird bei der Grobjustierung zur Simulation des zu suchenden (zu positionierenden) Messvolumens genommen. Für die kontrollierbare Verschiebung wurden die Blenden auf eine XY-Messverschiebung (Linos: 065040), und Linse 11 auf eine Z-Feinverstellung (Lions: 061061000) montiert. Die Einstellung der Linse 21 erfolgte manuell.

Grobjustierung - Positionierung der Linse 11 und 21

Das Ziel der Grobjustierung ist die richtige Positionierung der Linse 11 und 21, damit K auf den durch $Bl.1$ und $Bl.2$ festgelegten Punkt B (virtuell) zusammenfallen kann, $Bl.1$ und $Bl.2$ sind schon möglichst nah an der Achse fixiert, und bei diesem Vorgang bleiben sie durchaus unverändert. Dies wird durch die Linsenverschiebung längs der optischen Achse realisiert. Zur Simulation einer beleuchteten Partikel wird ein Papier, das auf einem kleinen Punkt von dem Laserstrahl getroffen ist, bei der Justierung benutzt. Der beleuchtete Punkt dient als der zu suchende Punkt K . Er wird sich Schritt für Schritt dem Zielpunkt B annähern, am Ende auf ihn gelangen, wobei seine Bilder auf $Bl.1$ und $Bl.2$ fallen.

Hauptvorgang:

1. Stelle die drei Arme auf den gewünschten Winkel ein (siehe Anhang A), und positioniere die optischen Bauteile in der richtigen Reihenfolge auf dem jeweiligen Arm.
2. Linse 12 und 22 und die Blenden auf dem jeweiligen Arm festschrauben, wobei die Linse und die Blende einen Abstand mit $x_1, x_2 \approx f_2$ haben.
3. $Bl.1$ und $Bl.2$ möglichst in der Mitte (auf der Achse) positionieren. (minimale optische Abbildungsfehler).
4. Schätze einen Schnittpunkt O (B) der zwei optischen Achsen, lege ein Blatt Papier durch O als Ebene $KIKI$.
5. Schalte die Laserdiode ein, dann ist ein heller Spot auf dem Papier zu sehen. Verstelle den Laserstrahl waagrecht, bis der durch den vermuteten Punkt O geht.
6. Bewege $L11$ längst $OIOI$, bis das schärfste Bild in $BE.1$ entsteht. Jetzt ist der Abstand zwischen $L11$ und der Papierebene (K) $s_1 \approx f_1$, aber das Bild ist momentan wahrscheinlich nicht auf $Bl.1$.
7. Entsprechend der Position des Bildes verstelle den Laserstrahl waagrecht entsprechend weiter, bis das Bild auf der $Bl.1$ ist.
8. Verschiebe $L21$ längs $OZOZ$, bis das schärfste Bild auf $BE2$ zu sehen ist. ($s_2 \approx f_2$) Jetzt ist das Bild wahrscheinlich nicht auf $Bl.2$.
9. Entsprechend der Position des Bildes auf der $BE2$ einen neuen Punkt K schätze
10. Verschiebe die Papierebene ein bisschen in die entsprechende Richtung, dann wiederhole die Schritte 5, 6, 7, 8, 9, bis das schärfste Bild sich auf der $Bl.2$ findet.

Zu den Schritten 9 und 10 folgt das Prinzip: Wenn das Bild auf $BE2$ rechts von $Bl.2$ liegt, steht das vermutete K links vor dem B . Verschiebe das Papier ($KIK1$) nach vorne (in die Richtung der Lichtquelle) von $L11$ hinweg. Wenn das Bild rechts von $Bl.2$ liegt, ist es umgekehrt.

Feinjustierung - ein gemeinsames Messvolumen MV bilden

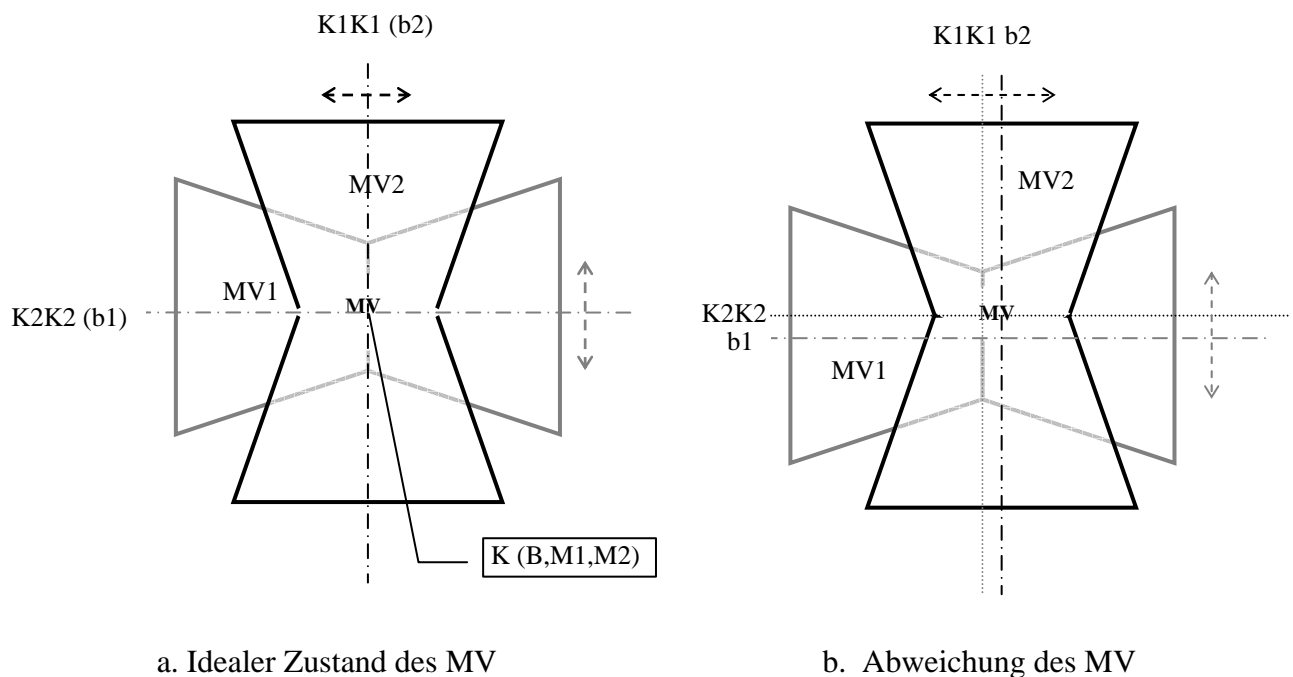


Abb. 3.24 Abgrenzung des gemeinsamen Messvolumens

Die Grobjustierung schafft die gute Positionierung der Linsen 11 und 21, so dass die Problematik in Abbildung 3.23 im Prinzip zu vermeiden ist. Weil aber das MV im Vergleich mit dem Laserstrahl bzw. der oben simulierten Partikel noch kleiner ist, ist nur durch die Grobjustierung ein gut abgegrenztes Messvolumen wahrscheinlich noch nicht entstanden. Dafür kommt die Feinjustierung zu Einsatz, wobei die $Bl.1$ und $Bl.2$ durch die XY-Verschiebplatte allmählich waagrecht in der Blende ebene rechts oder links verschoben werden, bis ein optimal begrenztes gemeinsames Messvolumen (siehe Abbildung 3.24a) erzielt ist. Anstatt der Verwendung einer simulierten Partikel soll die Feinjustierung bei der wirklichen Messung durchgeführt werden, wobei ein vom Laserstrahl beleuchteter kleiner Partikel-Strich zu sehen ist. Die Suche nach dem idealen Zustand des Messvolumens wird schrittweise durch die Beurteilung bzw. Auswertung von den Signalkombinationen erfolgen.

Dabei wird das in Kapitel 3.2.2.3 beschriebene Kriterium zur Suche nach dem optimalen Messvolumenzustand genutzt. Die Justierung ist immer mit großem Zeitaufwand verbunden.

Bisher beschränkte sich die Beschreibung nur auf die Einstellung der optischen Bauelemente in der waagrechten Ebene (der Papierebene), wobei alle betroffenen Elemente in der gleichen Höhe angenommen wurden. Die Justierung der optischen Bauteile auf die gleiche Höhe kann durch die Einstellung der Laserdiode mittels einer XY-Zentrieraufnahmeplatte (Linos 061026) realisiert werden. Die XY-Messverschiebungen ermöglichen auch die Einstellung der Blendenöffnung in der vertikalen Richtung (Feinjustierung). Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Impulsen wird als der Parameter MDP (siehe Kapitel 6.2) bei der Signalverarbeitung bestimmt und zur Beurteilung der Blendeneinstellung in der vertikalen Richtung herangezogen. Bei einer guten Blendenpositionierung in der vertikalen Richtung sollen die zwei Signale gleichzeitig erscheinen.

Weitere Maßnahmen (z.B. Visualisierung und mikroskopische Aufnahme des Messvolumens) und Hilfsmittel [29] können ebenfalls zur verbesserten Justierung genutzt werden.

3.4 Fokussierung des Laserstrahls

Bei den messtechnischen Anwendungen ermöglichen Laserdioden den einfachen Einsatz. In der vorliegenden Arbeit steht dem Autor eine Laserdiode der Coherent GmbH mit einer Wellenlänge von $0.635 \mu\text{m}$ und einer Ausgangsleistung von 10.5mW zur Verfügung. Sie hat ein rundes Strahlprofil mit Taillendurchmesser (TEM_{00}) von $2w_0=1.0\text{mm}$. Im Vergleich mit der Abmessung des Messvolumens (maxi. $60\mu\text{m} \times 60\mu\text{m}$) ist der ursprüngliche Laserstrahl sehr groß, so dass die Partikeln nur mit einer niedrigen Intensität beleuchtet würden. Kleinere Partikeln wären nicht messbar. Um die Intensität im Messvolumens zu erhöhen, wird der Laserstrahl mittels einer Plankonvexlinse ($f=300\text{mm}$) fokussiert auf einen kleinen Bereich ($w_f \approx 120\mu\text{m}$), innerhalb dessen das Messvolumen abgegrenzt ist.

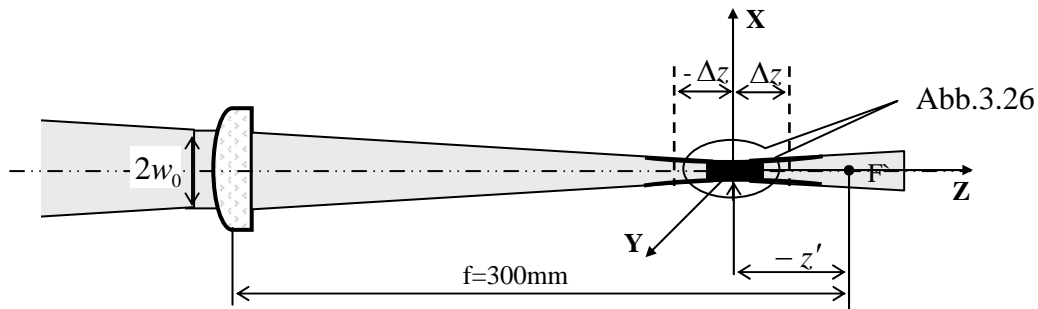


Abb. 3.25 Fokussierung des Laserstrahls mittels einer Einzellinse

Projektion auf die XZ-Ebene, Strömungsrichtung ist in die Papierebene

Nach den Angaben in [30] werden der Ort und Radius von der neuen TEM_{00} -Strahltaille für den Fall $z = -f$ im Folgenden ausgerechnet (siehe Abbildung 3.25).

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} = \frac{3.14 \cdot (0.5\text{mm})^2}{0.635\mu\text{m}} = 1236.2\text{mm} \quad (3.24)$$

$$z' = \frac{z \cdot f^2}{z^2 + z_R^2} = \frac{-300 \cdot 300^2}{(-300)^2 + 1236.2^2} = -16.69\text{mm} \quad (3.25)$$

$$w_f = w_0 \sqrt{\frac{z'}{z}} = 0.5\text{mm} \sqrt{\frac{-16.69\text{mm}}{-300\text{mm}}} = 0.118\text{mm} \quad (3.26)$$

Hierbei ist z_R ist die Distanz entlang der optischen Achse, die ein Laserstrahl braucht, bis seine Querschnittsfläche sich verdoppelt, und die als Rayleigh-Länge bezeichnet wird.

Außer dem Radius der Strahltaille wird auch ihre Schärfentiefe Δz überprüft. Sie ist definiert als der Bereich um die Strahltaillenlage, innerhalb dessen sich der Strahltaillenradius innerhalb eines definierten Bereichs bewegt. Nach der entsprechenden Gleichung in [30] wird die Schärfentiefe für einige tolerierbare Änderungen des Strahltaillenradius $\frac{w}{w_f}$ beispielhaft ausgerechnet, und die Ergebnisse sind in die Tabelle 3.3 aufgetragen.

$\frac{w}{w_f}$	1.001	1.005	1.01	1.05
Δz (mm)	3.25	7.29	10.32	23.03

Tabelle 3.3 Tiefenschärfe der Strahltaille für unterschiedliche Radiusänderungen.

Es ist leicht zu erkennen, dass der Radius der Strahltaille in einem größeren Bereich um die Strahltaillenlage nur wenig Änderung aufweist. In der Strahlrichtung bleibt die Intensität bei dem Messvolumen (max. $60\mu m$) gut konstant.

Nach der Fokussierung bleibt die Strahltaille noch mehrfach größer als das Messvolumen. Aber eine weitere Verengung der Strahltaille wäre nicht mehr sinnvoll. Weil die Intensität des Laserstrahles (TEM_{00}) im Querschnitt nach der Gauß-Funktion verteilt ist, wird eine zu kleine Strahltaille große Ungleichmäßigkeiten der Intensität innerhalb des Messvolumens verursachen. Dies hat zur Folge, dass gleichgroße Partikeln, die an verschiedenen Positionen das Messvolumen durchlaufen, mit verschiedener Stärke bestrahlt werden, so dass verschiedene Signalhöhen von ihnen geliefert werden. Im Folgenden wird eine Bilanz über die Ungleichmäßigkeit der Intensitätsverteilung innerhalb des Messvolumens in Bezug auf die vorhandene Anordnung (siehe Abbildung 3.25) gezogen, wobei das Verhältnis zwischen der maximalen und minimalen Intensität innerhalb des Messvolumens je nach der Messvolumenlage ausgerechnet wird. Unter Berücksichtigung der Verwendung der Signalhöhe zur Berechnung der Partikelgröße wird sich die Analyse nur auf eine Eintrittsfläche von $20\mu m \times 20\mu m$ (siehe Abbildung 3.26) beziehen, wobei die Abmessung des Messvolumens in der Strömungsrichtung keine Rolle spielt. Auf Basis der Analyse der Schärfentiefe wird die Intensitätsverteilung kaum von der Eintrittsposition bezüglich der Z-Richtung beeinflusst. Bleibt nur die X-Position des Eintrittspunktes der einzige Faktor, der für

die Ungleichmäßigkeit der Intensität im Messvolumen verantwortlich ist. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

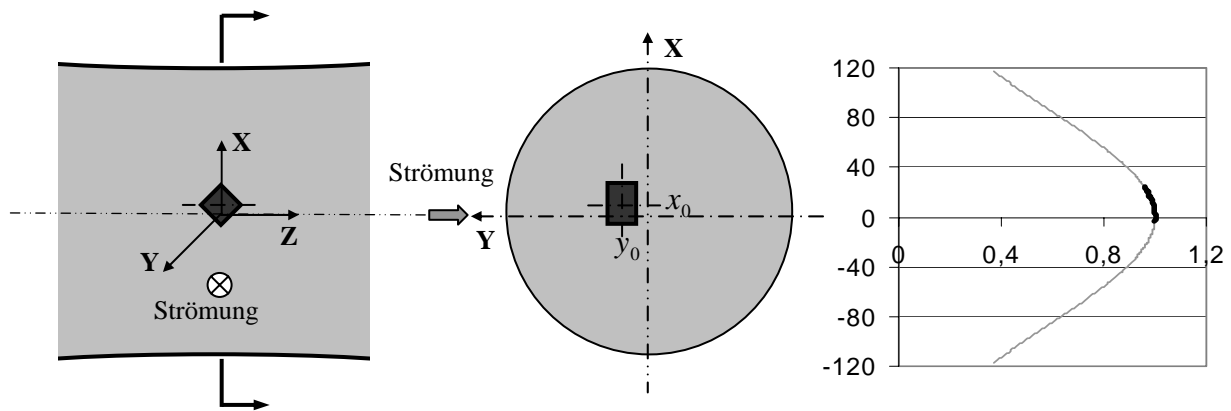


Abb. 3.26 Lage des Messvolumens innerhalb der Strahlteile sowie die Intensitätsverteilung

$x_0 / \mu m$	0	± 5	± 10	± 15	± 20	± 30	± 40	± 50
I_{\min} / I_{\max}	0.9856	0.9739	0.9588	0.9406	0.9217	0.8848	0.8494	0.8155

Tabelle 3.4 Ungleichmäßigkeit der Intensität im Messvolumen

Aus den aktuellen Daten der Tabelle 3.4 ist einfach zu schließen, dass mit der optimalen Einstellung des Messvolumens (mit $x_0 \approx 0$) eine gleichmäßige Intensität erhalten werden kann.

4. Moderne digitale Signalverarbeitung

4.1 Moderne Hardware

Eine Partikel, die sich durch das Messvolumen bewegt, wird intensiv beleuchtet und sendet Streulicht aus, das von den Empfangssystemen unter bestimmtem Winkelbereich mittels des Linsensystems aufgefangen wird. Eine Photodiode wandelt das empfangene Licht in ein elektrisches Stromsignal um, das bei dem mit der Photodiode integrierten Vorverstärker als Spannungssignal verstärkt wird. Um den großen Dynamikbereich der Ausgangsspannung des Vorverstärkers mit den in der vorliegenden Arbeit verwendeten 8-Bit-AD-Wandlern zu verarbeiten, formt ein dem Vorverstärker nachgeschalteter logarithmischer Verstärker es um. Die Ausgangsspannung des Vorverstärkers wird an den Eingangsspannungsbereich des logarithmischen Verstärkers angepasst und liegt im Bereich von 0 bis 8V. Mit dem verwendeten logarithmischen Verstärker gilt:

$$U_{Aus} = 1660mV \cdot \log \frac{U_{Ein}}{8mV}, \quad U_{Ein} \in (0,8V], \quad U_{Aus} \in (-0.5V, 5V] \quad (4.1)$$

Durch einen Kondensator zwischen dem Vorverstärker und dem logarithmischen Verstärker wird ein Hoch-Pass mit der Frequenzuntergrenze von 100Hz realisiert, damit der Gleichspannungsanteil, der durch Hintergrundlicht verursacht ist, sowie das niederfrequente Rauschen unterdrückt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine wesentliche Verbesserung im Bereich der verwendeten digitalen Signalverarbeitung erreicht, die im Vergleich mit der konventionellen analogen Signalverarbeitung in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Während die mit der analogen Signalverarbeitung arbeitenden Partikelzähler meisten mit einem Impulshöhe-Mehrkanalanalysator, bestehend aus einem Spitzenwertdetektor, dem AD-Wandler und einem Mehrkanalanalysator, arbeiten, stellt die in der vorliegenden Arbeit ausgeführte Zweiempfänger-Einrichtung hohe Anforderungen an die Signalverarbeitung. Neben dem Spitzenwert der Signale interessieren auch die anderen Eigenschaften der Signale, z.B. die Signaldauer, die Steilheit der Flanken usw., die später zur Erkennung der Partikelsignale genutzt werden (siehe Kapitel 6.1). Dies ist nur durch eine intelligente digitale

Signalverarbeitung realisierbar. Dabei ergeben sich bei jedem Zählereignis zwei Signale, die zur Bestimmung der Größe der Partikel miteinander zu verrechnen sind. Werden dagegen zwei Vielkanalanalysatorsysteme benutzt, tasten sie beide die Daten nur individuell ab, wobei die Korrelation zwischen den Daten verlorengeht. Durch einen solchen Informationsverlust würde eine differenzierte Datenauswertung unmöglich.

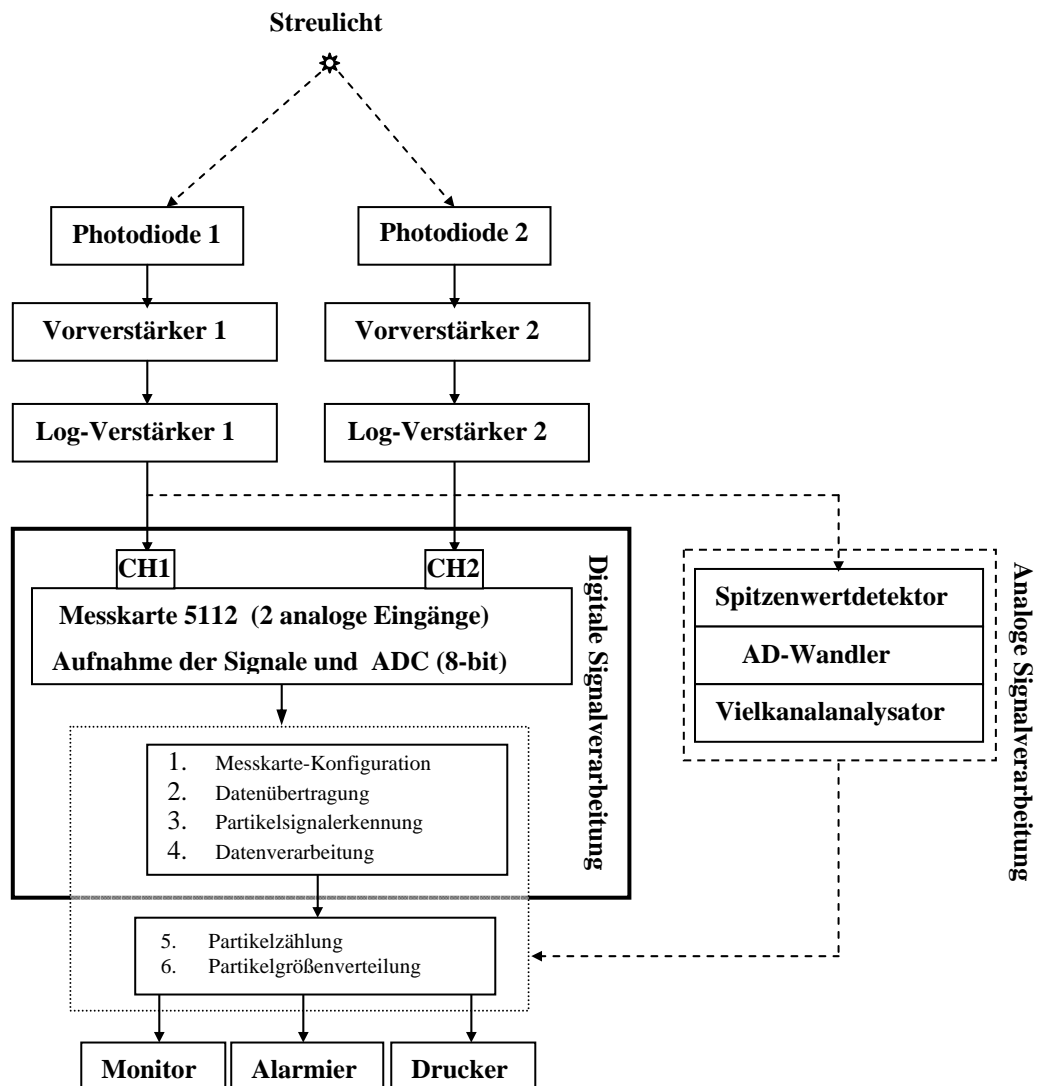


Abb. 4.1 Blockschaltbild der Messdatenverarbeitung

Um eine gewünschte systematische Analyse in dieser Arbeit verwirklichen zu können, wird zwangsläufig auf die konventionelle analoge Signalverarbeitung verzichtet. Stattdessen wird eine schnelle Messkarte (NI5112 [31] der Firma National Instruments) eingesetzt. Sie besteht aus zwei analogen BNC-Eingängen, denen jeweils ein AD-Wandler mit 8-Bit Amplitudenauflösung und der schnellsten Abtastfrequenz von 100MHz zur Verfügung steht.

Über eine PCI-Anschlussstelle ist sie an den Rechner angeschlossen. Alle Informationen der Messung werden durch die Messkarte aufgezeichnet, und danach (oder synchron) im Rechner durch ein speziell entwickeltes Computerprogramm systematisch analysiert. Dieses erfordert eine hohe Datenübertragungsrate.

Die in dieser Arbeit verwendete Messkarte unterstützt die kontinuierliche Signalaufnahme. D.h. die Messkarte erlaubt, die digitalisierten Daten abzufragen und auf den Rechner (RAM oder Festplatte) zu übertragen, während neue Daten abgetastet und in einem On-Board-Speicher von 32Mbyte abgelegt werden. Wenn die zwei in der Messkarte liegenden AD-Wandler gleichzeitig mit der Abtastrate von 2Mbyte/s abtasten, reicht der On-Board-Speicher höchstens für 8 Sekunden Aufnahmezeit. Dies scheint in der Praxis akzeptabel, aber doch sehr stark begrenzt. Um diese Hürde zu überwinden, wurde in der vorliegenden Arbeit ein Abtastmodell für die kontinuierlichen Signalaufnahme realisiert, womit die Messzeit theoretisch beliebig lang ausgedehnt werden kann [31, 32]. Nachdem der von dem Computerprogramm gesteuerten Befehl `` Start `` ausgelöst ist, werden die Daten von beiden AD-Wandlern digitalisiert und kontinuierlich als Vortrigger-Daten hintereinander auf ihren On-Board-Speicher gebracht werden, wobei der On-Board-Speicher als Ringpuffer betrieben wird. Periodisch werden die auf dem On-Board-Speicher abgelegten Daten abgefragt, und in einer Schleife per DMA-Transfer zirkular in den Computerspeicher (RAM oder Festplatte) übertragen. Solange die Übertragung im Vergleich mit der konfigurierten Abtastrate schnell genug ist, können alle abgetasteten Daten rechtzeitig in den Computerspeicher transferiert werden, bevor sie überschrieben werden. Die Signalaufnahme kann theoretisch unendlich lang andauern. Die Übertragungsgeschwindigkeit hängt von vielen Faktoren ab, z.B. von der Rechengeschwindigkeit, und der Konfiguration der Messkarte [33, 34]. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen fanden statt unter der Bedingung, dass die zwei AD-Wandler der Messkarte (zwei Eingänge) mit der Abtastrate von 2Mbyte/s arbeiten, was in den meisten Anwendungsfällen zur Signalcharakterisierung vollkommen ausreicht. Mit dem zur Verfügung stehenden Personal-Computer mit 1GHz CPU und 256MB RAM wurde kein Problem für die kontinuierliche Signalaufnahme gefunden, die CUP-Auslastung war mit ca.20% noch gering.

Auf diese Weise werden alle Informationen lückenlos aufgezeichnet und im Computerspeicher abgelegt. Bei einer Abtastrate von 2MHz ist eine Speicherkapazität von ca. 60MB für eine 20 Sekunden dauernde Messung mit den zwei Signal-Eingängen nötig. Zu

diesem Zweck verfügt die Messkarte noch über eine andere Weise für die Signalaufnahme mit mehrfachen Rekorden, die eine Aufnahme von mehreren aufeinanderfolgenden getriggerten Impulsen zulässt. Dabei steht ein Rekord für ein Partikelsignal. Ein Zugriff durch die Software wird beim Abtastvorgang verweigert. Auf diese Weise werden nur die für die nachfolgende Auswertung interessanten Partikelsignale aufgezeichnet. Dies erfordert weniger Speicherkapazität, besonders bei niedrigen Partikelraten. Es scheint, dass dieses Modell das für die Situation dieser Arbeit effektivste ist. Aber auf Grund von zwei Nachteilen ist dieses Modell zu verlassen: Erstens, mit diesem Modell zum Abtasten der Signale ist die Datenübertragung vom On-Board-Speicher der Messkarte zum Computerspeicher (RAM oder Festplatte) nicht schnell genug. Der Übertragungsvorgang dauert vielfach länger als die effektive Messzeit, mit der alle erfordernten Rekorde schon beschrieben sind. In der Tat unterstützt die Messkarte NI5112 nicht die kontinuierliche Signalaufnahme mit mehrfachen Rekorden. Darüber hinaus zeigt sich eine deutliche Totzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Signalrekorden. Und zwar variiert sie je nach der vordefinierten Rekordlänge. Eine Korrektur gegen die Wirkung der Totzeit ist schon von manchen Wissenschaftlern bei einigen Streulichtgeräten [35-40] entwickelt worden. Trotz der komplizierten mathematischen Modellierung ist eine gründliche Beseitigung ihrer Wirkung nie erreicht worden.

4.2 Optimierung der Softwareroutine zur Datenübertragung

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine hocheffizient funktionierende Softwareroutine zur Datenübertragung angestrebt, um eine schnellstmögliche synchrone Signalverarbeitung zu erreichen. In Abbildung 4.2 ist die Arbeitsweise der digitalen Signalverarbeitung vereinfacht dargestellt. Alle Softwareprozeduren wurden in LabVIEW als ADE entwickelt, wobei die Steuerung über die Messkarte durch NI-SCOPE als API realisiert ist. Der Funktionsblock zum Transfer ist als Schleife angelegt. Wenn die Schleife einmal läuft, wird ein Datenblock, dessen Größe von dem Programm vordefiniert werden kann, vom On-Board-Speicher der Messkarte in den Computerspeicher übertragen. Der Computerspeicher kann hier das RAM oder die Festplatte des Computers sein. Solange die Kapazität des RAM reicht, können alle Daten während der Messung zunächst in das RAM abgelegt werden. Nach der Messung werden sie dann verarbeitet oder in die Festplatte abgespeichert. Dieses Vorgehen

gewährleistet die schnellste Transferrate und ist sehr geeignet für die Signalaufnahme mit sehr hoher Abtastrate. Außerdem können die Daten auch auf die Festplatte geschrieben werden, um das RAM nicht zu stark zu belasten. Für die nachfolgende Signalverarbeitung werden sie wieder von der Festplatte zurückgeholt. Soll die Messung in Echtzeit durchgeführt werden, kann die primäre Signalanalyse (siehe Kapitel 6.1) zur Partikelsignalerkennung in die Schleife integriert werden und findet synchron mit der Signalaufnahme statt. Die Zwischenergebnisse werden in das RAM oder die Festplatte des Computers abgespeichert und stehen damit zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung. Ob die primäre Signalanalyse schnell genug durchgeführt werden kann, hängt von dem verwendeten Rechner und der Auswerteprozedur ab. Daher ist ein optimiertes hocheffizientes Computerprogramm unbedingt erforderlich. Das betrifft die Wahl der Abfragenfunktion, die Größebestimmung des Datenblockes bei der Datenabfrage usw. Bei den 8-Bit-AD-Wandlern, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, werden die Daten in Form von 8-Bit Zahlen abgefragt und bei der nachfolgenden Analyse behandelt. Die für die hier verwendete Computer-Ausrüstung optimierte Datenblockgröße liegt bei 512KB. Zur Gewährleistung von möglichst ausführlichen Untersuchungen werden im Rahmen dieser Arbeit viele Parameter der Partikelsignale bzw. der Messungen (siehe Kapitel 6.1) den Rohdaten entnommen. Der in der vorliegenden Arbeit verwendete Computer (CPU: 1GHz und RAM: 256MB) ist noch nicht in der Lage, die Messung in Echtzeit durchzuführen. Für 20 Sekunden Signalaufnahme (ca. 60MB Rohdaten) wird ungefähr 1 Minute (je nach der Partikelrate) für die primäre Signalanalyse erforderlich. Je höher die Partikelrate ist, desto mehr Zeit braucht die primäre Analyse. Deswegen wird die primäre Signalanalyse in der vorliegenden Arbeit einfach außerhalb der Schleife (an der Stelle B in Abbildung 4.2) gelegt. Mit schnelleren Rechnern und bei Reduktion der zu entnehmenden Information wäre eine Messung in Echtzeit möglich.

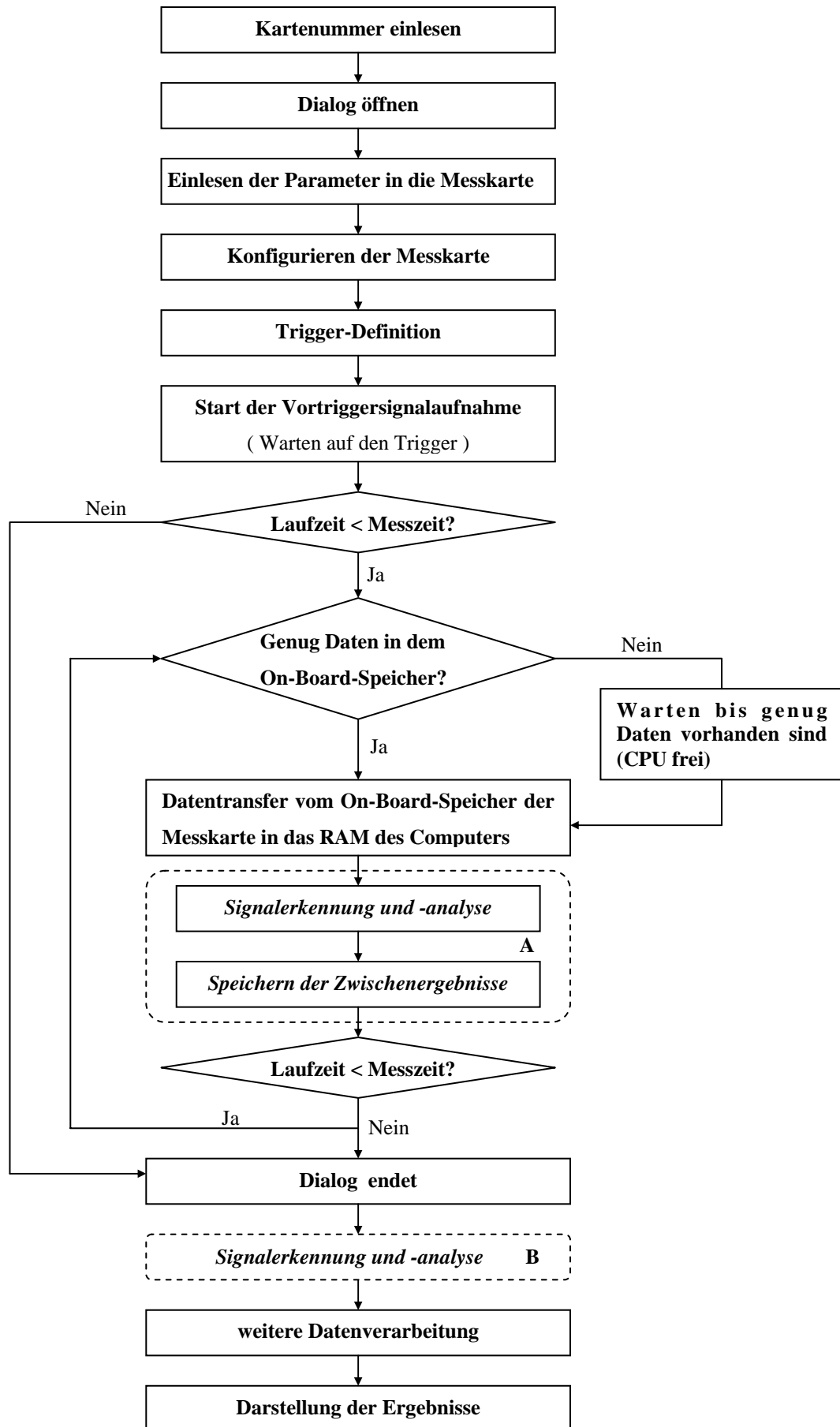


Abb. 4.2 Vereinfachtes Blockdiagramm der Arbeitsweise digitaler Signalverarbeitung

5. Testaerosolgenerierung

Im Rahmen dieser Arbeit beschränkt sich die Untersuchung auf kugelförmige Partikeln. Um grundlegende Informationen an dem selber gebauten optischen Partikelzähler LAZEW zu gewinnen, kommen zunächst monodisperse Partikeln zum Einsatz. Für die Generierung solcher Partikeln finden unterschiedliche Funktionsprinzipien sowie Geräte [41-43] Anwendung. Im ersten Abschnitt wird die Versuchsanlage, die zur Generierung der Testaerosole verwendet wird, vorgestellt. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Festlegung der Kennlinie des Aerosolgenerators, die die Funktion zwischen den Einstellungsparametern und dem gelieferten Partikeldurchmesser beschreibt.

5.1 Versuchsanlage

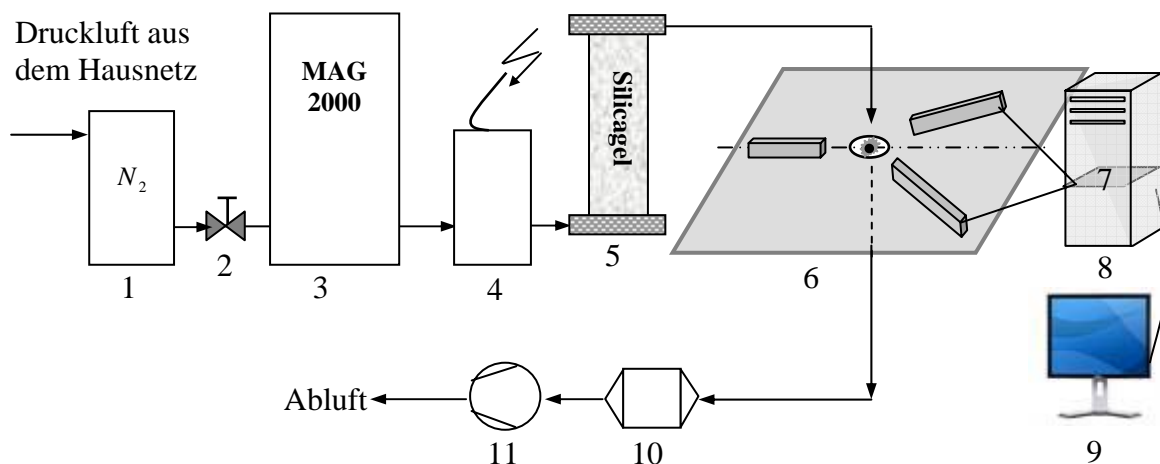


Abb. 5.1 Schematische Darstellung der Versuchsanlage

1. Stickstoffgenerator, 2. Druckminderer, 3. Aerosolgenerator: MAG-2000 (PALAS GmbH) [45], 4. Verdünnungsanlage [46, 47], 5. Diffusionstrockner, 6. Partikelzähler, 7. Messkarte: NI-5112, 8. Rechner (Software-System), 9. Monitor, 10. Absolutfilter, 11. Vakuumpumpe

Abbildung 5.1 zeigt einen schematischen Überblick über die Komponenten der Versuchsanlage. Das Kernstück ist ein Aerosolgenerator, der nach dem Sinclair-LaMer Prinzip [44] arbeitet, und zum Erzeugen von monodispersen und hochkonzentrierten

Prüfaerosolen dient. Verschiedene Varianten können zum Einsatz kommen. Ihre Funktionsweise wird anhand des von dieser Arbeit verwendeten Gerätes MAG-2000 (Palas GmbH) erläutert.

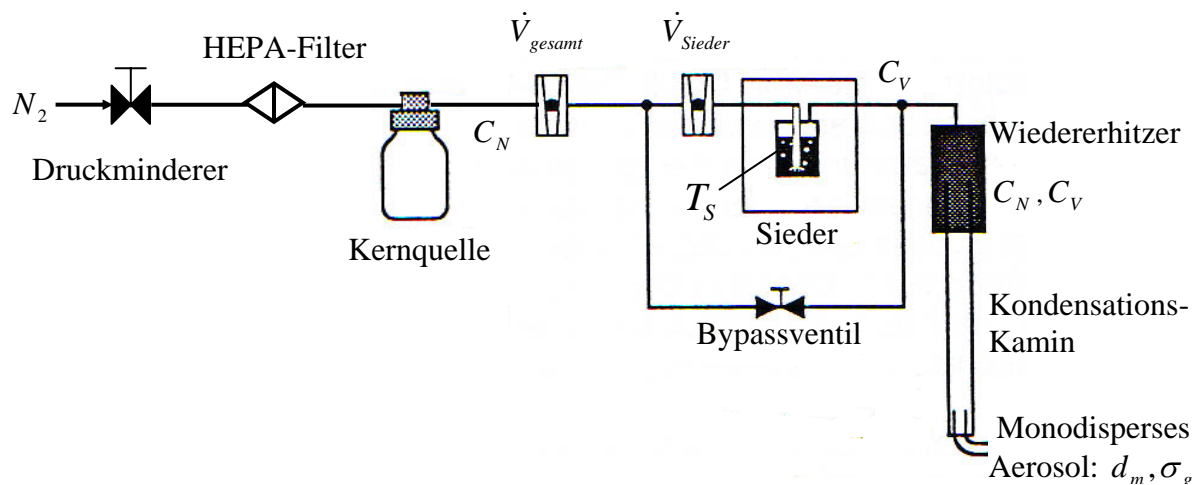


Abb. 5.2 Blocksaltbild des MAG-2000

Der Generator besteht im Prinzip aus einer Kernquelle und einem Dampferzeuger. Eine speziell entwickelte Düse vernebelt eine kleine Menge Flüssigkeit (10mg/L NaCl-Lösung, ca. 0.6kg/h) in kleine Tröpfchen. Praktisch alle Tröpfchen $>1\ \mu\text{m}$ werden durch einen der Düse nachgeschalteten Zyklon (nicht dargestellt) abgeschieden. Ein nachgeschaltetes Verweilzeitgefäß sorgt dafür, dass sehr kleine Salzkerne durch Diffusion abgeschieden und die Kondensationskerne praktisch trocken in den folgenden thermodynamischen Prozess eingeleitet werden.

Im Sieder verdampft das Partikelmaterial. Das in die Gasphase übergegangene Partikelmaterial gelangt mit den Kernen über einen Auslassstutzen in den Wiedererhitzer, wo das Dampf-/Kerngemisch auf eine Temperatur, die ca. 50°C über der Siedertemperatur liegen sollte, aufgeheizt wird. Im folgenden Kondensationskamin kühlt sich das Dampf-Kern-Gemisch in einer laminaren Strömung ab, und die daraus resultierende Übersättigung führt zur Kondensation des Dampfes auf den Kernen, die bezüglich Größe und Konzentration konstant bleiben sollen. Am Ausgang des Generators steht ein monodisperses Aerosol zur Verfügung.

Zur Verhinderung der Oxidation des Partikelmaterials bei höheren Temperaturen wird Stickstoff als Trägergas verwendet.

Die Aerosole werden meistens hochkonzentriert generiert (hier: $C_N \approx 10^6 / \text{cm}^3$). Für die Grundlagenuntersuchungen zum optischen Partikelzähler wird vor allem mit niedrigen Konzentrationen gearbeitet, damit der Koinzidenzfehler im Prinzip möglichst klein bleibt. Daher wird das Aerosol anschließend mit einem Verdünnungsgerät [46-47] verdünnt. Der Verdünnungsfaktor kann bis zirka 1000 eingestellt werden. Die Vorgehensweise liefert in aller Regel zeitlich konstantere Werte als wenn bereits bei der Aerosolgenerierung versucht wird, die Konzentration zu erniedrigen.

Das nachgeschaltete Silicagel-Rohr dient dazu, der Strömung die übrigbleibende Feuchte zu entziehen, so dass die Aerosole bei einer späteren Abkühlung trocken bleiben.

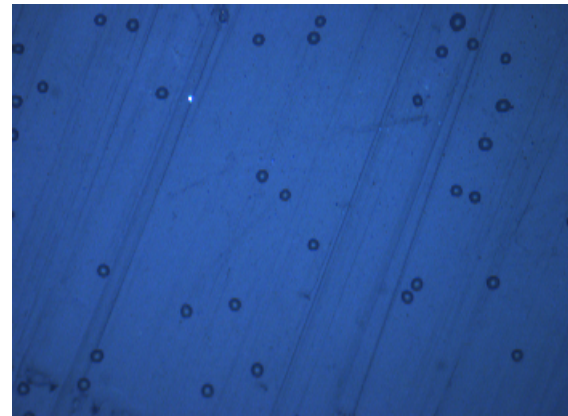
Die Partikeln werden direkt nach dem Ausgang aus dem Rohr in einem Freistrahlgemessen. Während der Messung soll der Volumenstrom auf einen bestimmten Wert fest eingestellt werden. Durch die Wahl des Innendurchmessers des Ausgangsrohrs kann die Partikelgeschwindigkeit auf unter 2 m/s reguliert werden. Zu hohe Geschwindigkeiten sind hier nicht geeignet, weil daraus Turbulenz resultiert. Wird die Bewegung der Partikeln komplizierter (ungeradlinige Bewegung und Rotationen), entstehen zusätzliche Schwierigkeiten. Das Messvolumen liegt um etwa 10mm unter dem Rohrende in der Mitte der Strömung. Somit wird mit einer geradlinigen und gleichmäßigen Bewegung der Partikel innerhalb des Messvolumens gerechnet.

5.2 Kalibrierung der Kennlinie des Aerosolgenerators

Im Rahmen dieser Arbeit werden Tröpfchen aus DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat) generiert. DEHS ist eine im Wasser unlösliche farb- und geruchlose Flüssigkeit, die sich sehr gut zur Erzeugung von stabilen Aerosolen eignet. Wichtige physikalische Daten von DEHS sind unten zusammengefasst [48].

Name: Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat	Schmelztemperatur: 225K (ISO 3016)
CAS-Nr: 122-62-3	Siedetemperatur: 525K (DIN 51751)
Formel: $C_{26}H_{50}O_4$	Dampfdruck (293K): <1Pa
Molare Masse: 426.69g/mol	Brechungsindex: ($\lambda = 650\text{nm}$): 1.450
Dichte: 912kg/m ³ (DIN 51757)	

Abbildung 5.3 zeigt eine Lichtmikroskop-Aufnahme der DEHS-Tröpfchen auf einer FEP-Folie. Dunkle Kreischen mit fast gleicher Größe sind gezeigt. Voraussetzung für die Reproduzierbarkeit der Partikelgröße ist die Stabilität der Kernquelle bezüglich der Partikelgröße und der Partikelanzahlkonzentration. Am MAG-2000 verfügt man über mehrere Möglichkeiten, um die Partikelgröße einzustellen, z.B. die Änderung des gesamten Volumenstroms, die schnelle Einstellung des Siedervolumenstroms über den



100 μm

Abb. 5.3 Lichtmikroskop-Aufnahme
($T_s=220^\circ\text{C}$)

Bypass, und nicht zuletzt die Siedertemperatur. In der vorliegenden Arbeit werden monodisperse Partikeln mit unterschiedlicher Größe durch Einstellung der Siedertemperatur T_s erzeugt. Eine Kalibrier-Kurve zwischen der Partikelgröße und der Siedertemperatur ist schon in der Bedienungsanleitung angegeben. Aber bei der Untersuchung mit dem LAZEW wurden große Abweichungen zu diesen Daten nachgewiesen. Daher wurde eine Kalibrierung mit zwei baugleichen SMPS (das Scanning Mobility Particle Sizer: 3080/3081 der Firma TSI Inc.) unter den von der Bedienungsanleitung gegebenen gleichen Bedingungen durchgeführt. Beide SMPS ergaben gleiche Messergebnisse. Zum Vergleich sind die von der Bedienungsanleitung vorgegebenen Daten und die mit den SMPS gemessenen in die Tabelle 5.1 zusammen eingetragen.

T_s ($^\circ\text{C}$)	120	130	135	140	145	150	160	170
X (μm): Vorgabe von MAG-2000	-	-	-	0.400	0.550	0,600	0,750	1,000
X (μm): gemessen mit SMPS	0.445	0.573	0.638	0.737	0.820	0.914	-	-

Tabelle 5.1 Vergleich zwischen den vorgegebenen und mit SMPS gemessenen Daten

Die Ursachen für diese Abweichung sind hier nicht ganz klar. Eine Vermutung dabei ist, dass der Zerstäubungsprozess von der Düse nach dem über zehnjährigen Betrieb am Lehrstuhl sich etwas verändert hat. Das SMPS [TSI] kann nur Partikelgrößenverteilungen im Bereich

$3\text{nm} \leq x \leq 1000\text{nm}$ (je nach Volumenstrom) messen. Große Bemühungen wurden daher unternommen, um Partikelgrößen über $1\text{ }\mu\text{m}$ mit den am Lehrstuhl zur Verfügung stehenden anderen Messgeräten (HELOS: Laser-Beugungsspektrometer von Sympatec GmbH., Streulichtgerät LAP320 von TOPAS GmbH.) direkt zu bestimmen. Aber es wurden keine für die Kalibrierung eines Streulichtzählers ausreichend genauen Ergebnisse erreicht (breite Verteilungen und falsche Durchmesserangabe). Eine vollständig experimentelle Ermittlung der Partikelgröße über $1\text{ }\mu\text{m}$ bleibt in der vorliegenden Arbeit problematisch. Die Partikelgrößeninformation für die größeren Partikeln wird daher auf Basis des Funktionsprinzips des Generators rechnerisch gewonnen. Die Vorgehensweise wird im Folgenden erläutert:

Der nach dem Sinclair-Lamer-Prinzip arbeitende Aerosolgenerator erzeugt den Dampfanteil durch Sättigung des Trägergases bei einer definierten Temperatur. Unter Vernachlässigung von Verlusten der Aerosolsubstanz an den Wänden des Kondensationskamins gilt der Zusammenhang [48]

$$d_m^3 = \frac{6}{\pi k \rho} \cdot \frac{P_s(T_s)}{T_s} \cdot \frac{m_v}{C_N} \cdot \frac{1}{e^{4.5(\ln \sigma_g)^2}} \approx \frac{C_v}{C_N} \approx \frac{\frac{P_s(T_s)}{T_s}}{C_N} \quad (5.1)$$

für die Situation, dass nur die Temperatur einstellbar bleibt (das Bypassventil ist geschlossen:

$$\dot{V}_{\text{Sieder}} = \dot{V}_{\text{gesamt}} \quad).$$

In Gleichung 5.1 kann die Sättigungsdampfdruck-Abhängigkeit der Aerosolsubstanz durch $P_s = C \cdot e^{B \cdot T_s}$ approximiert werden. Die Partikelgröße über die Einstellung der Siedertemperatur wird mit Gleichung 5.2 gegeben.

$$d_m^3 \approx \frac{A \cdot e^{B \cdot T_s}}{T_s} \quad (5.2)$$

Die Abhängigkeit der Partikelgröße von der Siedertemperatur kann mit zwei Parametern: A und B beschrieben werden, wobei A der Hauptfaktor für den Zersträubungsvorgang (C_N) ist. Bei einer Änderung von der Aktivität der Düse wird eine neue Funktion mit B und einem neuen Parameter A aufgestellt. Bei Kenntnis von mindestens zwei Messpunkten von (T_s, d_m) kann der Zusammenhang zwischen T_s und d_m eindeutig bestimmt werden. Durch die von

dem SMPS ermittelten Messwerte werden die zwei für den Zusammenhang vertretenden Parameter A und B gesucht (siehe Gleichung 5.3).

$$d_m^3 \approx \frac{0.00574 \cdot e^{0.074894 \cdot T_s}}{T_s} (nm)^3 \quad (5.3)$$

Im Vergleich wird noch die gleiche Anpassung auf die vorgegebenen Messwerte durchgeführt (siehe Gleichung 5.4).

$$d_m^3 \approx \frac{0.001152 \cdot e^{0.075439 \cdot T_s}}{T_s} (nm)^3 \quad (5.4)$$

Wie vorher angesprochen, ist der Faktor A , der mit dem Zerstäubungsprozess eng verbunden ist, stark geändert, während B fast unverändert geblieben ist.

Die Ergebnisse zusammen mit den neuen Messdaten sind in Abbildung 5.4 aufgetragen. Die Anpassung über die vorgegebene Kurve verdeutlicht den Zusammenhang in Gleichung 5.2. Durch Extrapolation der mit dem SMPS gemessenen kleinen Partikeln wird eine relativ große Abweichung bei der Größenbestimmung von Grobpartikeln erwartet. Das lässt sich im folgenden Kapitel (siehe Abschnitt 7.3) bemerken.

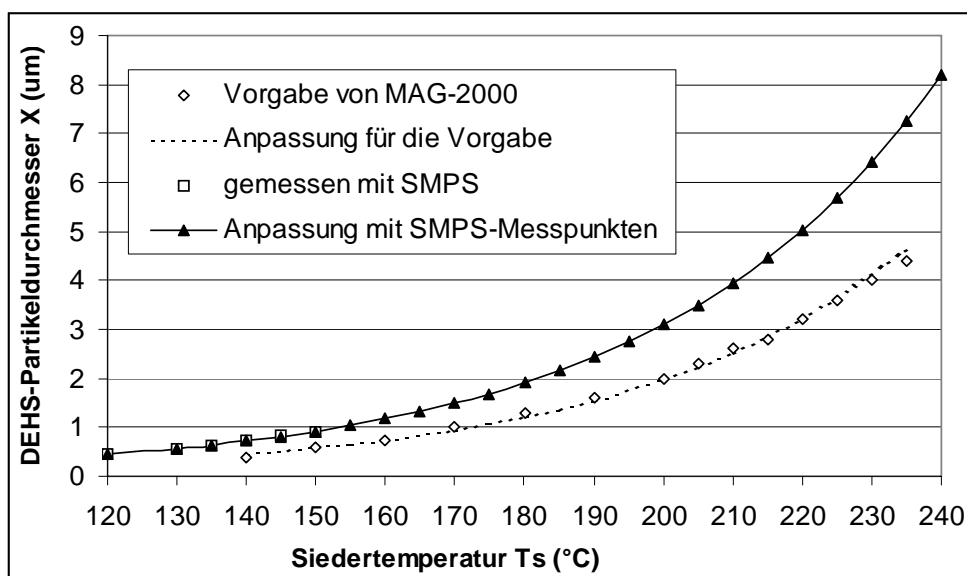


Abb. 5.4 DEHS-Partikelgröße in Abhängigkeit von der Siedertemperatur T_s

Siedervolumenstrom=240L/h, Bypass geschlossen, 10mg/L NaCl

6. Signalerkennung und -verarbeitung

Die aufgezeichneten Rohdaten müssen verarbeitet werden, bevor sie zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung und Partikelanzahlkonzentration verwendbar sind. Die Verarbeitung wird in mehreren Schritten durchgeführt. Die Aufgabe des ersten Schrittes ist, alle Partikelsignale, die von den Empfangssystemen (einem oder beiden) detektiert werden, aus den Rohdaten herauszufiltern, und durch vordefinierte Parameter zu charakterisieren. Das wird im ersten Teilkapitel erläutert. Der zweite Schritt sind die systematischen Untersuchungen über die Signalimpulse bezüglich ihrer Eigenschaften. Diese Vorgehensweise wird beispielhaft im zweiten Abschnitt gezeigt.

6.1 Partikelsignalerkennung: primäre Signalanalyse

In diesem Schritt werden die Partikelsignale anhand ihrer Eigenschaften aus den Rohdaten herausgefiltert. Um eine grundlegende Untersuchung am LAZEW zu ermöglichen, werden in der vorliegenden Arbeit zur Charakterisierung der Einzelsignale bzw. der Messung zusätzliche Eigenschaften herangezogen. Die Eigenschaften sind in Abbildung 6.1 zusammen dargestellt und werden in Folgenden erklärt.

- **Parameter des Partikelsignals**

Signalpunktezahl TP beschreibt die Dauer des gesamten Signals, das idealerweise mit der 0V-Spannung anfängt, wieder bei 0V endet.

Signalanstiegspunktezahl RP beschreibt die Dauer des Signalanstiegs, der vom Signalanfang (einer theoretischen 0V-Spannung) bis zum Erreichen von 80% des Signalspitzenwerts definiert wird. Wegen der sehr starken Anfälligkeit der Spitzenwerte des Signals für Rauschen und Störungen wird die Übergangszone C (Abbildung 3.8) durch den hier definierten RP besser

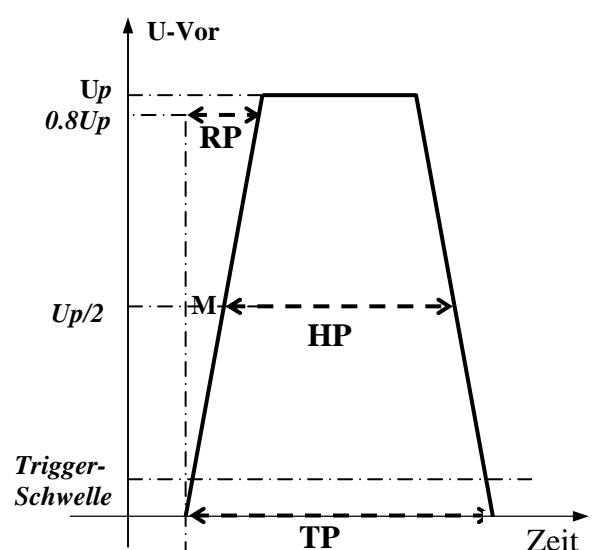


Abb. 6.1 Definition von TP, RP, HP des Signals aus dem Vorverstärker

repräsentiert.

Signalhalbwertpunktezahl HP (t_M) ist die Dauer des Signalverlaufes, innerhalb derer der Signalwert die 50% des maximalen Werts überschreitet.

Von Kapitel 3.2 ist bekannt, dass die ersten zwei Parameter je nach der Eintrittsposition der Partikeln stark variieren können. RP spiegelt die Abweichung (dx) der Eintrittsposition der Partikeln von der exakten Bildebene KK der Blende. Der Parameter HP hängt für die Rechteckblende bloß von der Blendenabmessung in der Strömungsrichtung ab, und wird theoretisch nicht von der Eintrittsposition der Partikeln (dx) beeinflusst. Bei der Verwendung von T-Blenden wird er meistens (für die Signale mit Randzonenfehler) in gewissem Maße von dx beeinflusst. Die drei Parameter werden mit der Zahl der entsprechenden abgetasteten Punkte beschrieben.

Selbstverständlich gibt es noch zwei Signaleigenschaften: der Spitzenwert U_p und Spitzenmittelwert U_m des Signals. U_p ist der maximale Amplitudenwert des Signals und wird von herkömmlichen Streulichtmessgeräten zur Bestimmung der Partikelgrößen herangezogen. U_p ist leicht durch Störungen beeinflussbar. Zusätzlich im Rahmen dieser Arbeit herangezogen wird auch der Parameter U_m , der den Mittelwert aller Amplitudenwerte, die 80% des Spitzenwertes überschreiten, darstellt. U_m ist weniger störungsanfällig als U_p . Beide sind ursprünglich 8-Bit-Zahlen, können danach mit Gleichung 6.1 in den wahren Spannungswert umgerechnet werden.

$$U = gain \cdot X_{8-Bit} + offset \quad X_{8-Bit} \in [-128, 127] \quad (6.1)$$

- **Parameter der Messung**

Daneben gibt es noch die Parameter, die nur die Eigenschaften der Messung oder der Signalpaare beschreiben.

Partikelintervall IntvP ist der zeitliche Abstand zwischen zwei nacheinander durch das Messvolumen laufenden Partikeln.

Signalanstiegs-Halbwertintervall MDP ist der zeitliche Abstand zwischen den beiden Halbwertpunkten M der Anstiegsseite von Signal 1 und 2. Als das geeignete Maß für das

Verwerfen der täuschenden Signalpaare (siehe Kapitel 9) wird ein Vergleich zwischen MDP und dem zeitlichen Abstand zwischen den beiden Triggern (**Trig-DP**) durchgeführt.

Blendenhöhedifferenz wird als der statistische Mittelwert der MDP definiert. Dieser dient als ein Maß für den Positionierungsfehler der zwei Blenden in Strömungsrichtung.

Die drei Parameter werden auch mit der jeweiligen Signalkpunktezahl gerechnet und dargestellt.

Partikelanzahl ist die Zahl aller in einer Messung durch ein bestimmtes Messvolumen laufenden Partikeln. Zum leichten Vergleichen haben alle Messungen die gleiche Messdauer (20 Sekunden).

Als das Ergebnis der primären Signalanalyse wird sich eine Tabelle wie Tabelle 6.1 aus den Rohdaten ergeben, worin die erste Zeile die Konfigurationen der Messkarte darstellt, und jede Zeile ab der zweiten für eine Partikel steht, die von mehreren aufgelisteten Parametern charakterisiert ist.

(gain1 offset1 gain2 offset2 Punktezahl.)												
0,020428 1,999514, 0,020435 2,000391 60808048												
(Xp1 Xm1 TP1 RP1 HP1 IntvP1 Xp2 Xm2 TP2 RP2 HP2 IntvP2 MDP)												
-128	-128	1	0	1	-1	-88	-92	24	2	24	684	1000
-90	-94	54	16	54	1029	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-63	-67	41	9	36	4947	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-52	-55	23	5	20	4557	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-92	-101	25	1	25	1061	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-68	-71	41	7	27	7554	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-57	-61	58	13	44	8325	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-87	-90	24	3	24	28036	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-58	-62	55	16	41	5352	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-74	-79	45	7	39	1286	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-43	-45	33	6	20	776	-72	-77	29	7	21	62242	2
-69	-72	35	8	27	11178	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-94	-98	15	0	15	2207	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-68	-71	22	3	17	546	-67	-71	41	11	24	13928	-1
-85	-89	38	15	36	1073	-128	-128	1	0	1	-1	1000
-47	-50	24	5	19	1001	-70	-72	22	5	17	2079	4
-128	-128	1	0	1	-1	-70	-74	36	11	27	7318	1000
-83	-88	37	12	34	20853	-128	-128	1	0	1	-1	1000
⋮												

Tabelle 6.1: Ausschnitt aus einer Datentabelle aus der primären Signalanalyse

Wenn eine Partikel nicht durch das gemeinsame Messvolumen passiert, wird sie nur von einem Detektor gesehen, und es fehlt ein Signal von dem Signalpaar. Das wird für eine komplette Auswertung wiederum in die Tabelle dadurch registriert, dass die Parameter des fehlenden Signals für eine leichte Signalerkennung und –verwertung in der Reihenfolge mit den Werten, wie im Schatten der dritten Zeile gezeigt, eingetragen werden. Z.B durch -128 , die die Untergrenze einer 8-Bit-Zahl darstellt, ist es leicht zu erkennen, dass ein Signal mit $X_p = -128$ ungültig ist, weil die Höhe der gültigen Signale bestimmt oberhalb der Triggerschwelle, die wiederum größer als -128 ist, liegt. Durch eine für IntvP sinnlose Zahl -1 wird ebenfalls ein ungültiges Signal gekennzeichnet.

Oben wurden die Eigenschaften unter Bezug auf die direkt gemessenen oder linear verstärkten Signale diskutiert. Für die Signale, die durch den logarithmischen Verstärker moduliert sind, muss dessen Übertragungsfunktion bei der Signalverarbeitung beachtet werden. Die Signalspannungen, die mit dem logarithmischen Verstärker gemessen sind, und jeweils dem 50% und 80% von der Partikel gestreutem Licht entsprechen, werden durch folgende Gleichungen gegeben.

$$U_{50\%} = 1.66 \cdot \lg \frac{0.5 \cdot U_{P-Vor}}{8mV} = 1.66 \cdot \left(\lg \frac{U_{P-Vor}}{8mV} + \lg 0.5 \right) = U_{P-Log} - 0.5V \quad (6.2a)$$

$$U_{80\%} = 1.66 \cdot \lg \frac{0.8 \cdot U_{P-Vor}}{8mV} = 1.66 \cdot \left(\lg \frac{U_{P-Vor}}{8mV} + \lg 0.8 \right) = U_{P-Log} - 0.16V \quad (6.2b)$$

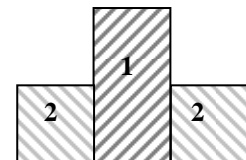
Daher wird eine Triggerschwelle definiert, die knapp über dem Rauschen (3mV typisch) liegen soll. Beim logarithmischen Verstärker wird die Triggerschwelle auf $-0.3V$ Ausgangssignal gesetzt, was einem Eingangssignal vom 6mV entspricht. Das hat die Folge, dass der Signalanteil, der bei dem Signal von dem Vorverstärker unter 6mV liegt, zu der Ermittlung der Eigenschaften nicht mehr erfassbar ist. Deswegen werden TP und RP sowie andere Parameter je nach der Signalhöhe mehr oder weniger unterschätzt. Je kleiner das Signal ist, desto stärker ist die Unterschätzung. Die Auswirkung ist leicht bei den folgenden Ergebnissen zu bemerken. Die effektive Datenauswertung erfordert gute Signalaufbereitungen, die sich einerseits durch Elektronik mit großem Signal-Rausch-Abstand verwirklichen lassen können. Andererseits können geeignete digitale Signalverarbeitungsmethoden [49] verwendet werden.

6.2 Sekundäre Signalanalysen

Alle Analysen, die die Daten einer Vielzahl von Teilchen aus der primären Analyse behandeln, können als sekundäre Signalanalyse bezeichnet werden. Sie umfasst die Verteilungsanalyse einer beliebigen Signaleigenschaft, z.B. TP1, TP2 und MDP, und so weiter. Die wichtigste ist die Untersuchung über die Impulshöhenverteilungen. Das endgültige Ziel dieses Schrittes ist es, mit Hilfe von den anderen Signalparametern z.B. TP oder HP die Signale, bei denen die Partikel das definierte gemeinsame Messvolumen MV (siehe Abbildung 3.18) nicht nach der Bedingung durchlaufen hat, zu verwerfen, und die Impulshöhenverteilung zu ermitteln. Im Folgenden werden einige Beispiele in Bezug auf die Messung mit monodispersen DEHS-Partikeln bei $T_s = 200^\circ\text{C}$ ($X_m = 2.6\mu\text{m}$) dargestellt und mit Bezug auf Kapitel 3.2 erläutert.

Die Messung wurde mit T-Blenden (siehe Abbildung 3.17) durchgeführt. Zur Diskussion der Signalauswertung werden noch einige Begriffe eingeleitet: Durchdringt der Detektionsweg von den zwei Empfangssystemen den Laserstrahl, entsteht das jeweilige individuelle Messvolumen: MV1 und MV2 für beide Systeme. Der Teil, in dem sich die beiden Detektionswege überschneiden, ist das gemeinsame Messvolumen MV. Eine T-Blende besteht im Prinzip aus zwei Teilen 1 und 2 (siehe Abbildung 6.2). Dadurch wird das Messvolumen in zwei Teile (Mittel- und Randteil) unterteilt. $MV1_{\text{ganz}}$, $MV2_{\text{ganz}}$ und MV_{ganz}

sind jeweils das entsprechende gesamte Messvolumen für System 1 und 2 sowie ihr gemeinsames Teil. Dabei werden alle vom Empfänger detektierten Signale ausgewertet, ohne die Korrektur des Randzonenfehlers vorzunehmen, somit wird die T-Blende nur ebenso



wie eine Rechteckblende genutzt. Mit dem Untertitel ``mittel`` bedeutet **Abb. 6.2 Zerlegung der T-Blende** das Messvolumen nur das zentrale Teil. Die Auswertung wird mit der Randzonenfehlerkorrektur durchgeführt.

Abbildung 6.3 stellt beide Impulshöhenverteilungen dar. Das lässt sich aus der Intensitätsverteilung des Laserstrahls begründen. Durchdringt der Detektionsweg von den zwei individuellen Empfangssystemen den Laserstrahl, dann werden gleichgroße Partikeln, die an unterschiedlichen Stellen in das Messvolumen eintreten, mit fast gleicher Wahrscheinlichkeit (Abbildung 3.8) mit verschiedenen Intensitäten beleuchtet. Somit sind die Impulshöhen im Prinzip gleichmäßig in einen breiten Bereich verteilt. Eine genauere Beobachtung von Abbildung 6.3 zeigt, dass mit der Zunahme der Impulshöhe die Häufigkeit

leicht abnimmt. Das lässt sich mit der Messvolumensimulation im Abschnitt 3.2 begründen. Bei einer idealen Justierung des Messvolumens befindet sich die Taille (KK in Abbildung 3.11) des Messvolumens in der Mitte des Laserstrahls, wo die maximale Bestrahlungsstärke vorliegt. Niedrigere Bestrahlungsstärke tritt immer auf einer größeren Eintrittsfläche auf und hat somit eine größere Wahrscheinlichkeit.

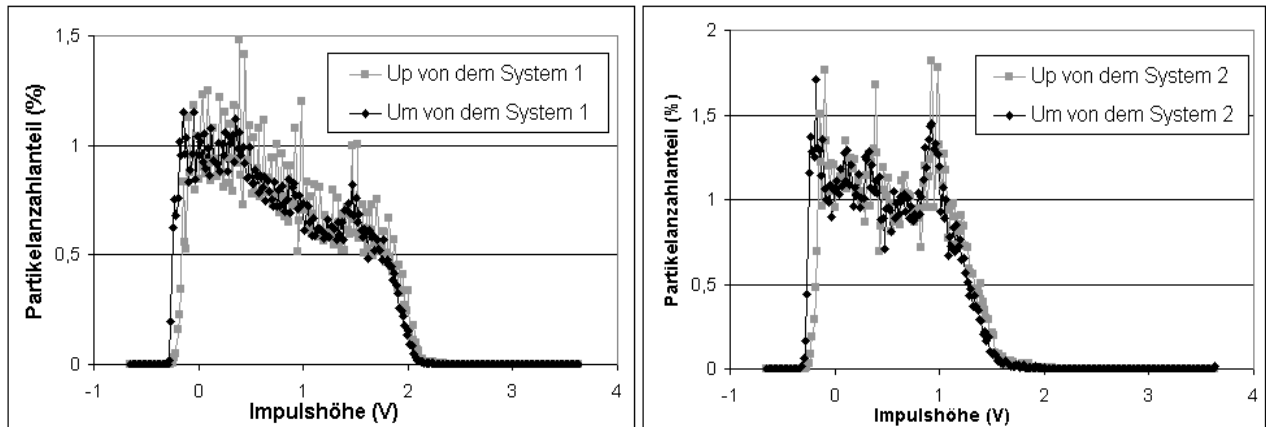


Abb. 6.3 Impulshöhen-Dichteverteilungen aus dem gesamten individuellen Messvolumen $MV1_{\text{ganz}}$ und $MV2_{\text{ganz}}$ (keine Randzonenfehlerkorrektur). $N1=217236$, $N2=43571$

Die TP/HP-Verteilungen (Abbildung 6.4) von beiden individuellen Detektionswegen haben immer zwei Modalwerte, die jeweils hauptsächlich dem Anteil der Kurz- und Langsignale entsprechen. Im Vergleich mit den TP-Verteilungen liegen die beiden HP-Verteilungen ohne weitere Messvolumenabgrenzungen noch gut beieinander (mit fast gleichen Modalwerten), weil die HP des Signals wenig von der Spotgröße D_{Spot} beeinflusst wird (siehe Kapitel 3.2)

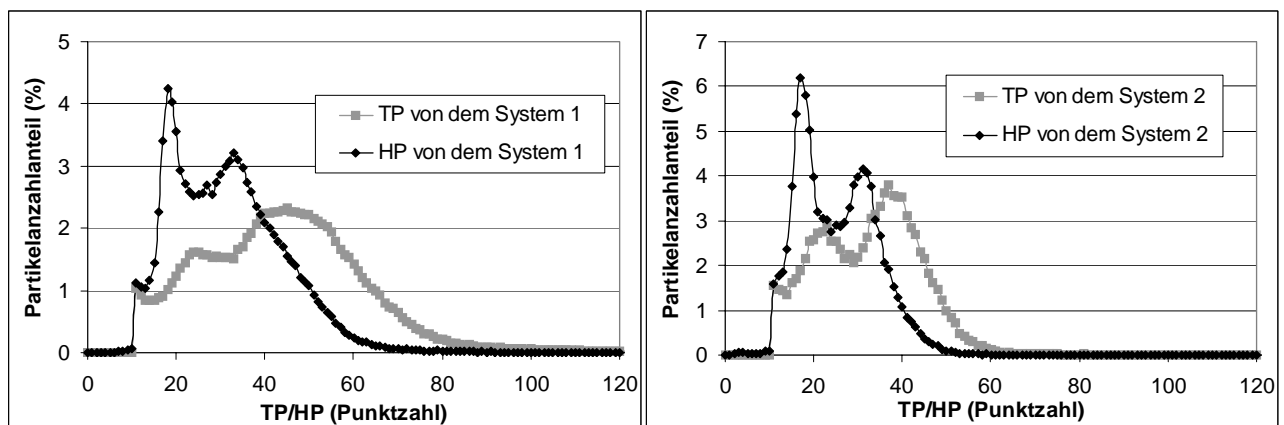


Abb. 6.4 TP/HP-Dichteverteilungen aus dem gesamten individuellen Messvolumen $MV1_{\text{ganz}}$ und $MV2_{\text{ganz}}$ (keine Randzonenfehlerkorrektur). $N1=217236$, $N2=43571$

Abbildung 6.5 und 6.6 stellen den Ausschluss von Signalen durch eine Einschränkung bei der Signalanstiegszeit (RP) dar. Die Verteilungen in Abbildung 6.5 sind beide bimodal, wobei nur die kleine Fraktion (Nebenmode) für die korrekten Impulshöhen steht. Wegen der Unterschätzung von RP (siehe Abschnitt 6.1) wurden viel mehr kleine Signale dabei durch Begrenzung von $RP < 6$ nicht ausgeschlossen. Mit einer weiteren Begrenzung von $2 < RP < 6$ werden die meisten verfälschten kleinen Signale zusammen mit einigen guten Signalen aus der Verteilung entfernt, gute Verteilungen sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Gemäß Abbildung 3.8 führt ein Ausschluss von Signalen mit langsamem Ausstieg zu einer Messvolumenabgrenzung in X-Richtung. Dies kann aber bisher nur qualitativ ausgewertet werden.

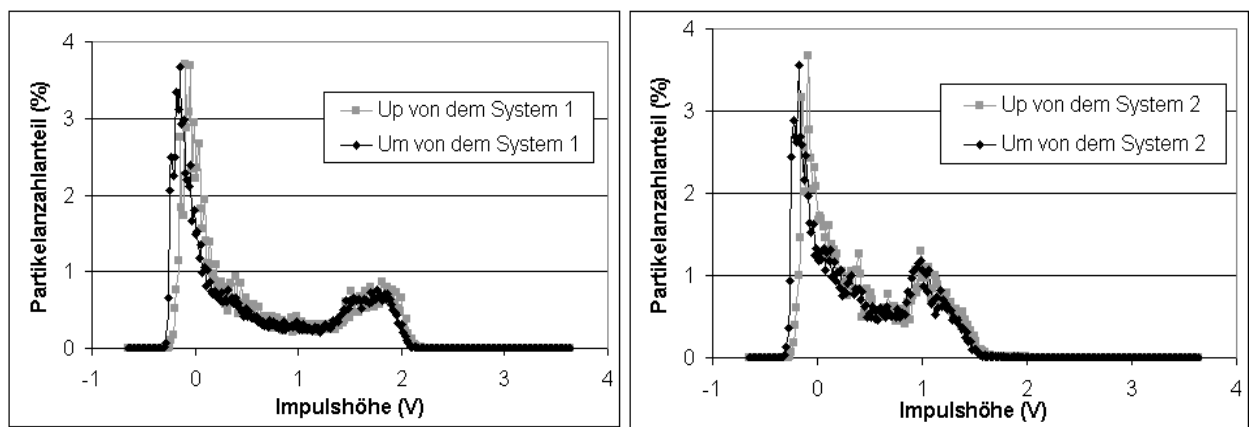


Abb. 6.5 Impulshöhen-Dichteverteilungen aus dem gesamten individuellen Messvolumen $MV1_{\text{ganz}}$ und $MV2_{\text{ganz}}$ (keine Randzonenfehlerkorrektur). Beschränkung mit $RP < 6$, $N1=65424$, $N2=20603$

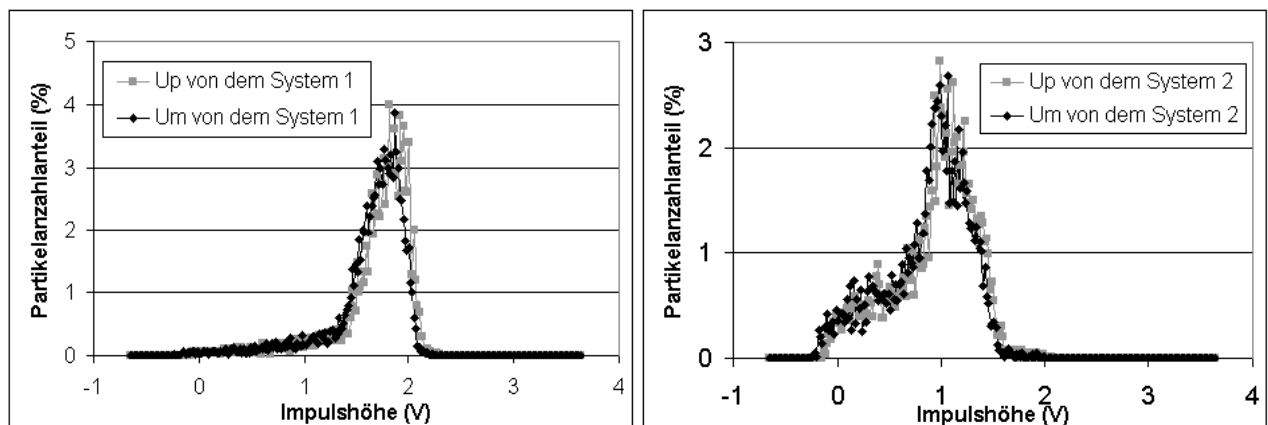


Abb. 6.6 Impulshöhe-Dichteverteilungen aus dem gesamten individuellen Detektionsweg $MV1_{\text{ganz}}$ und $MV2_{\text{ganz}}$ (keine Randzonenfehlerkorrektur). Beschränkung mit $2 < RP < 6$, $N1=8136$, $N2=5560$

Durch Auswertung nur der Partikeln, die innerhalb der zentralen Zone des Messvolumens gelaufen sind, wird der Randzonenfehler stark minimiert. Im Vergleich mit Abbildungen 6.5 und 6.6 sind die Impulshöhen-Verteilungen in Abbildung 6.7 und 6.8 schmäler geworden. Wegen der Unterschätzung der RP (siehe Kapitel 6.1) ist die Verteilung von System 2 nicht ganz sauber repräsentiert.

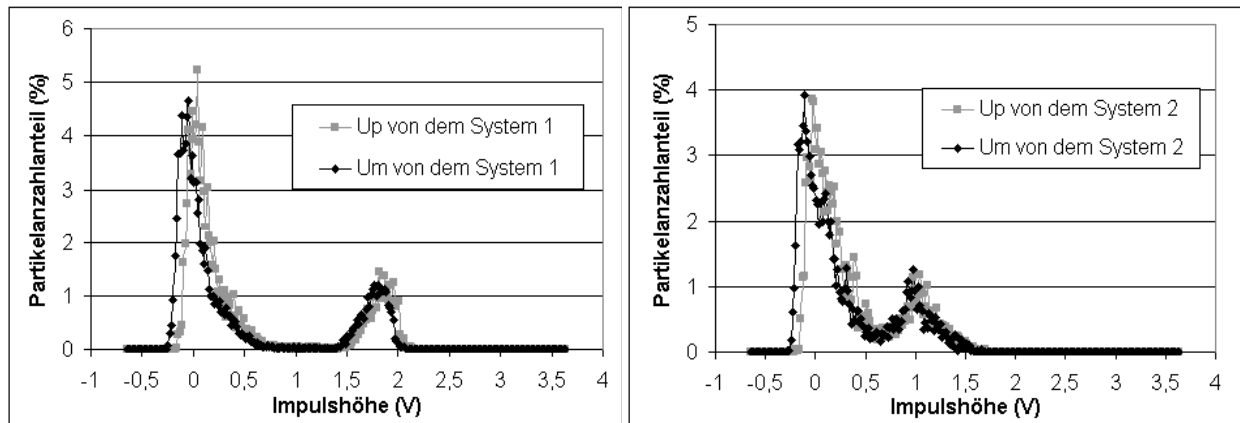


Abb. 6.7 Impulshöhe-Dichteverteilungen aus dem zentralen individuellen Messvolumen

$MV1_{mitte}$ und $MV2_{mitte}$ (keine Randzonenfehlerkorrektur). *Beschränkung mit $RP < 6$,*

$N1=18305, N2=4918$

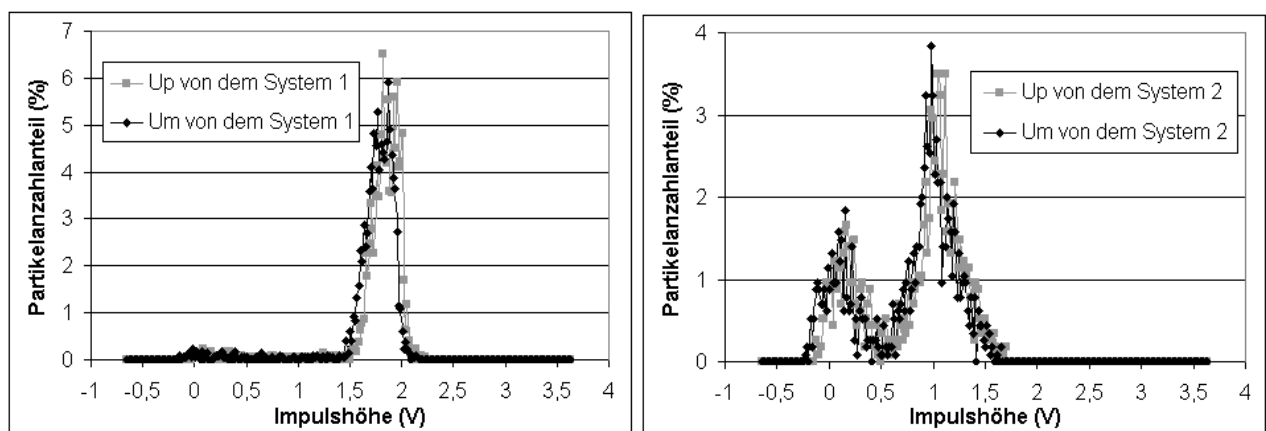


Abb. 6.8 Impulshöhen-Dichteverteilungen aus dem zentralen individuellen Messvolumen

$MV1_{mitte}$ und $MV2_{mitte}$ (mit Randzonenfehlerkorrektur). *Beschränkung mit $2 < RP < 6$,*

$N1=2198, N2=1148$

Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung aller Impulshöhen, die aus dem gesamten gemeinsamen Messvolumen gemessen sind. Die Ergebnisse sind nicht gegen Randzonenfehler korrigiert (die lange ``Nase`` bei den Verteilungen). In Abbildung 6.10 haben die HP/TP-Verteilungen zwei Moden, die jeweils für den Anteil der Kurz- und Langsignale stehen, deutlich getrennt

sind. Obwohl eine ganz scharfe Trennung dazwischen nicht zu sehen ist, verhindert das nicht, ein Messvolumen ohne Randzonenfehler dadurch abzugrenzen.

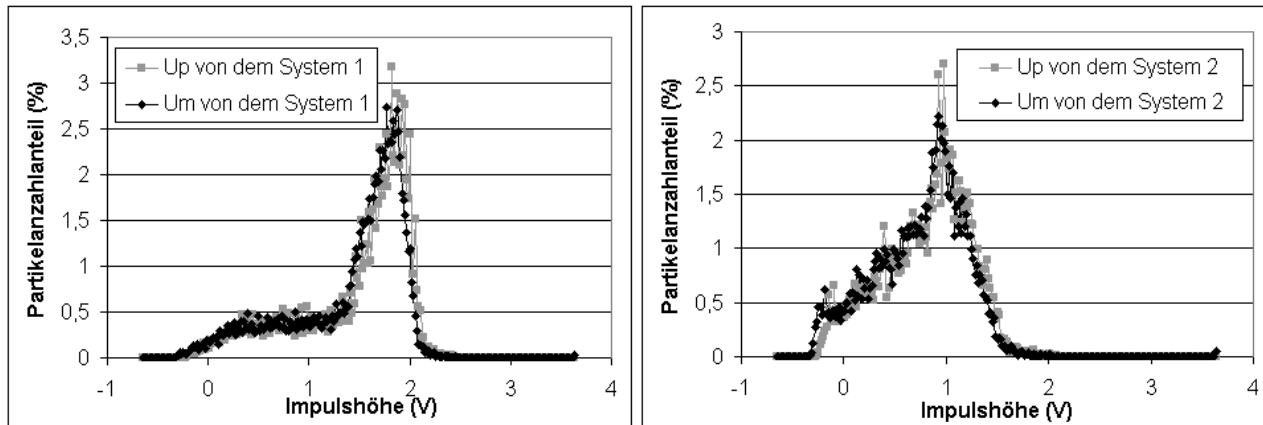


Abb. 6.9 Impulshöhen-Dichteverteilungen aus dem ganzen gemeinsamen Messvolumens

MV_{ganz} (keine Randzonenfehlerkorrektur). $N1=N2=21561$

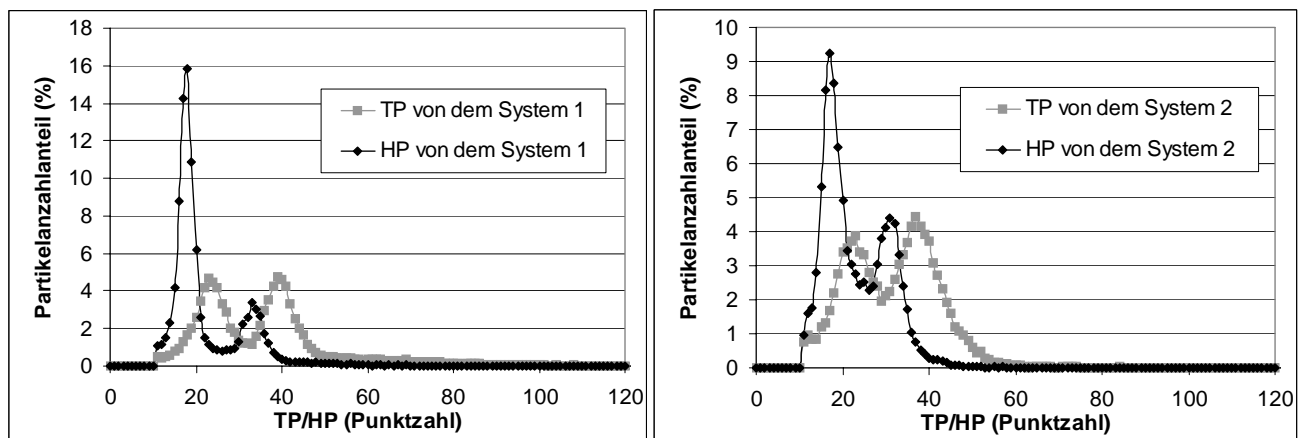


Abb. 6.10 HP/TP-Dichteverteilungen aus dem gemeinsamen Messvolumens MV_{ganz} (keine Randzonenfehlerkorrektur). $N1=N2=21561$

Die Abgrenzung eines randzonenfehlerfreien Messvolumens erfolgt durch die Begrenzung mit einem der zwei Parameter: HP und TP (Abbildung 6.11 und 6.12). Im Vergleich zwischen beiden liefert die Begrenzung mit TP noch bessere Ergebnisse, wobei mehr Signale zur weiteren Datenverarbeitung herangezogen werden und wenige kleinere Signale in den Verteilungen vorkommen. Im nächsten Kapitel wird die Begrenzung mit TP zur Ermittlung der Impulshöhenverteilungen ohne Randzonenfehler eingesetzt. Die entsprechende Eintrittsfläche ist nicht das in der Abbildung 3.18 definierte Messvolumen MV , sondern die Zone innerhalb der dunkelgelben gestrichelten Linien. Mit den verwendeten Blendenabmessungen (siehe Abbildung 3.16) wird sie sich bei einer normalen optischen Einstellung leicht innerhalb der randzonenfehlerfreien Zone befinden. Alle Partikel, die

durch diese Fläche durchgetreten sind, können im Prinzip korrekt gemessen werden. Aber wie in Abschnitt 3.2.2.3 erwähnt, wird die Eintrittsfläche der Partikeln nicht für alle Partikelgrößen konstant bleiben.

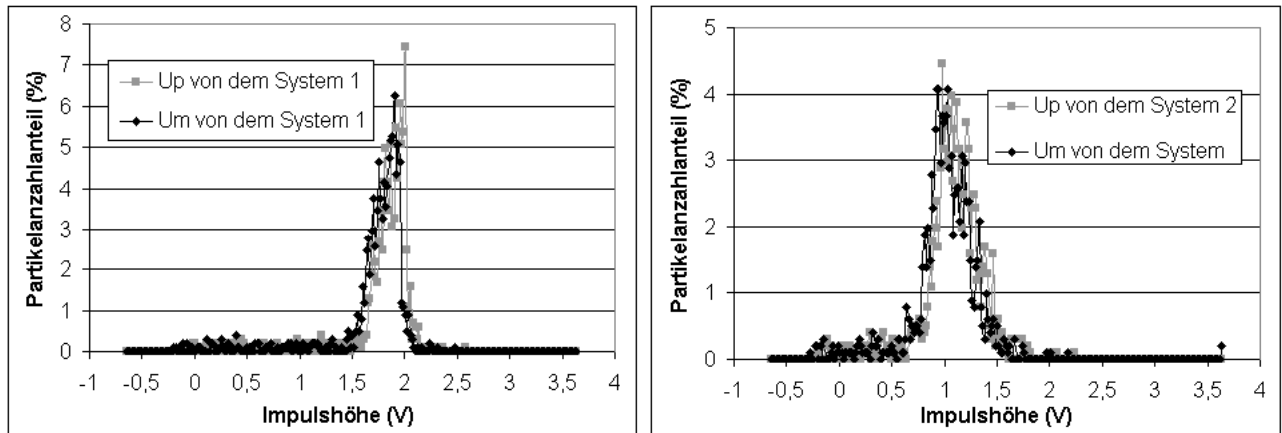


Abb. 6.11 Impulshöhen-Dichteverteilungen aus dem zentralen gemeinsamen Messvolumen MV (mit Randzonenfehlerkorrektur). Beschränkung von $25 \leq HP \leq 40$, $N1=N2=1009$

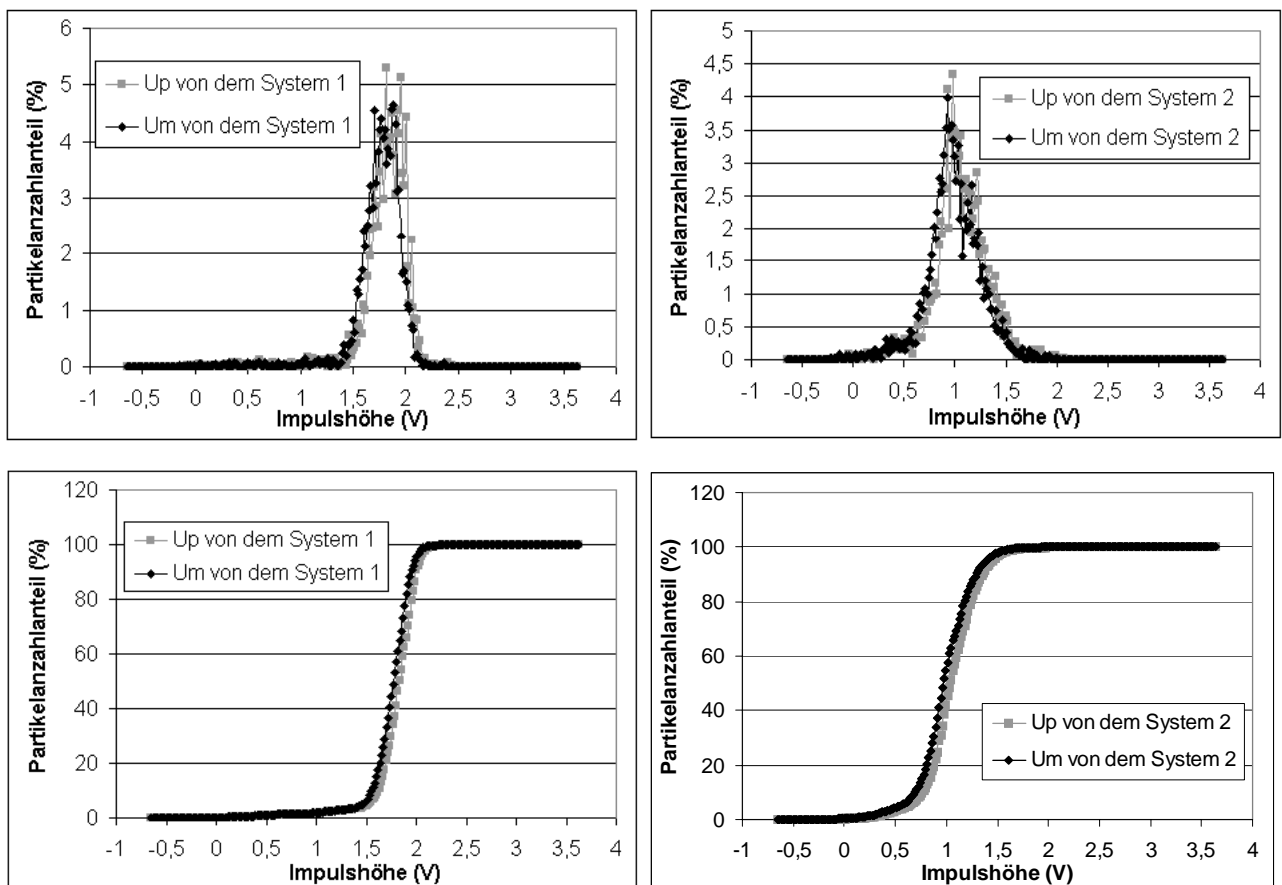


Abb. 6.12 Impulshöhenverteilungen aus dem zentralen gemeinsamen Messvolumen MV (mit Randzonenfehlerkorrektur). Beschränkung: $30 \leq TP \leq 45$, $N1=N2=3643$

Es ist zu sehen, dass die Impulshöhenverteilungen von U_p und U_m bei den dargestellten Beispielen ganz nah aneinander liegen. D.h. in der vorliegenden Arbeit (mit LAZEW) kann U_p als Hauptparameter zur Bestimmung der Partikelgröße genutzt werden.

7. Grundlagenuntersuchungen

Für die neue Art der Abgrenzung des Messvolumens werden vor allem eine Reihe Grundlagenuntersuchungen mit monodispersen DEHS-Partikeln am LAZEW angestellt. Dazu zählt die Untersuchung über den zeitlichen Abstand zwischen zwei nacheinander das Messvolumen durchlaufenden Partikeln, die Partikelzählrate und die Kalibrierkurven sowie die Verteilungen der im Kapitel 6 definierten Parameter (TP, HP). Entsprechende Ergebnisse werden dargestellt und durch Kenntnisse im Kapitel 3.2 ausführliche begründet.

7.1 Verteilung der zeitlichen Partikelintervalle

Die Eigenschaften der Strömung (z.B. Homogenität und Stabilität) sind wichtige Aspekte für die richtige Partikelzählung. Eine direkte Untersuchung daran ist jedoch schwierig. Als eine Ansatzmöglichkeit wird die Verteilung der zeitlichen Abstände zwischen den das Messvolumen durchlaufenden Partikeln in der vorliegenden Arbeit herangezogen, wodurch die Eigenschaften der Strömung charakterisiert werden. Obwohl die zeitlichen Partikelintervalle bei der Zählung in einigen Literaturstellen [9, 50] besprochen sind, fehlt bisher noch eine vollständige mathematische Herleitung, und das wird der Inhalt des folgenden Abschnittes. Durch die Analyse wird die theoretische Verteilungsfunktion der zeitlichen Intervalle zwischen zwei Partikeln, die mit einem beliebigen Partikel-Abstand nacheinander das Messvolumen passieren, gegeben.

Die Partikeln sind räumlich zufällig verteilt. Die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Anwesenheit von z Partikeln im Messvolumen V_{MV} kann durch die Poissonverteilung, d.h. durch die Gleichung

$$Poi(z) = \frac{(\mu_z)^z}{z!} e^{-\mu_z} \quad (7.1)$$

beschrieben werden. μ_z ist der Mittelwert und zugleich auch der Erwartungswert der Variablen z . Ist C_n die Anzahlkonzentration der Partikeln, so gilt dabei

$$\mu_Z = C_n \cdot V_{MV} \quad (7.2)$$

In Anwendung auf die Zählung der Partikeln mit dem OPZ soll das zeitlich betrachtet werden. Die Partikeln treten nacheinander ins Messvolumen ein. Die Wahrscheinlichkeit, dass genau z Partikeln innerhalb eines Messintervalls τ nacheinander ins Messvolumen eintreten, wird analog zu Gleichung 7.2 berechnet, jedoch mit einem Erwartungswert von

$$\mu_Z = \alpha \cdot \tau \quad (7.3)$$

Hierbei α ist die Partikelrate bei der Messung:

$$\alpha = \frac{N_0}{T_{\text{Messdauer}}} \quad (7.4)$$

Mit $\tau = t_{\text{Signaldauer}}$ besteht der Zusammenhang:

$$\alpha \cdot \tau = \alpha \cdot t_{\text{Signaldauer}} = \frac{N_0}{T_{\text{Messdauer}}} \cdot \frac{h}{v} = \frac{C_n \cdot A \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}}}{T_{\text{Messdauer}}} \cdot \frac{h}{v} = C_n \cdot A \cdot h = C_n \cdot V_{MV} \quad (7.5)$$

Von Gleichung 7.1 bezüglich der zeitlichen Betrachtung wird die theoretische Verteilung der zeitlichen Abstände zwischen den zwei nacheinander durch das Messvolumen passierenden Partikeln hergeleitet. Man stellt sich die folgende Frage: Zum Zeitpunkt $t_0=0$ tritt eine Partikel ins Messvolumen ein (ein Ereignis). Mit welcher der Wahrscheinlichkeit erfolgt das Eintreten der nächsten Partikel (das weitere Ereignis) nach der Zeit t innerhalb der Zeitspanne dt ?

Die Zufallsvariable ist längs der Zeitachse poisson-verteilt. Die Wahrscheinlichkeit, dass bis zu dem Zeitpunkt t keine Partikel eintritt, beträgt somit

$$Poi_{\alpha}(z=0) = e^{-\alpha t} \quad (7.6)$$

Die durchschnittliche Anzahl der Partikeln im Intervall dt beträgt $\alpha \cdot dt$. Das Produkt beider Teile ist die gesuchte Wahrscheinlichkeit. Die Verteilungsdichte der zeitlichen Intervalle der zwei nacheinander durch das Messvolumen passierenden Partikeln zum Zeitpunkt t ist:

$$\frac{dP_{\alpha,1}(t)}{dt} = \alpha \cdot Poi_{\alpha}(z=0) = \alpha \cdot e^{-\alpha t} \quad (7.7)$$

Damit folgt die Verteilungsfunktion für die zeitlichen Intervalle der zwei nacheinander durch das Messvolumen passierenden Partikeln

$$P_{\alpha,1}(\tau \leq t) = \int_0^t dP_{\alpha,1}(t) = \int_0^t Poi_{\alpha}(z=0) \cdot \alpha \cdot dt = \int_0^t \alpha \cdot e^{-\alpha t} \cdot dt = 1 - e^{-\alpha t} \quad (7.8)$$

Dies ist eine Exponentialverteilung, die Zufallsvariable ist stetig. Ferner ist die Verteilungsdichte der zeitlichen Intervalle zwischen der i -ten und der $(i+2)$ -ten durch das Messvolumen passierenden Partikeln zum Zeitpunkt t

$$\frac{dP_{\alpha,2}(t)}{dt} = \alpha \cdot Poi_{\alpha}(z=1) \cdot dt = \alpha^2 \cdot t \cdot e^{-\alpha t} \quad (7.9)$$

Die Verteilungsfunktion dafür ist

$$P_{\alpha,2}(\tau \leq t) = \int_0^t dP_{\alpha,2}(t) = \int_0^t Poi_{\alpha}(z=1) \cdot \alpha \cdot dt = \int_0^t \alpha t \cdot e^{-\alpha t} \cdot \alpha dt = 1 - (1 + \alpha t) e^{-\alpha t} \quad (7.10)$$

Im Allgemeinen gilt die für die Verteilungsdichte der zeitlichen Intervalle zwischen **der i -ten** und der **$(i+k)$ -ten** durch das Messvolumen passierenden Partikeln

$$\frac{dP_{\alpha,k}(t)}{dt} = \alpha \cdot Poi_{\alpha}(z=k-1) \cdot dt = \alpha \cdot \frac{(\alpha t)^{k-1}}{(k-1)!} \cdot e^{-\alpha t} \quad (7.11)$$

mit der Verteilungsfunktion

$$\begin{aligned}
P_{\alpha,k}(\tau \leq t) &= \int_0^t dP_{\alpha,k}(t) = \int_0^t Poi_{\alpha}(z=k-1) \cdot \alpha \cdot dt = \int_0^t \frac{(\alpha t)^{k-1}}{(k-1)!} \cdot e^{-\alpha t} \cdot \alpha dt \\
&= 1 - e^{-\alpha t} \left[1 + (\alpha t) + \frac{(\alpha t)^2}{2!} + \dots + \frac{(\alpha t)^{k-1}}{(k-1)!} \right]
\end{aligned} \tag{7.12}$$

Nimmt der Parameter τ den Wert $t_{\text{Signaldauer}}$ an, dann wird mit $\mu_z = \alpha \cdot t_{\text{Signaldauer}} = C_n \cdot V_{MV}$ Gleichung 7.12 umgestellt in

$$\begin{aligned}
P_{\alpha,k}(\tau \leq t_{\text{Signaldauer}}) &= 1 - e^{-\mu_z} \left[1 + \mu_z + \frac{\mu_z^2}{2!} + \dots + \frac{\mu_z^{k-1}}{(k-1)!} \right] \\
&= 1 - \sum_{z=0}^{k-1} Poi_{\alpha}(z) = \sum_{z=k}^{\infty} Poi_{\alpha}(z)
\end{aligned} \tag{7.13}$$

Daraus folgt

$$P_{\alpha,k}(\tau > t_{\text{Signaldauer}}) = \sum_{z=0}^{k-1} Poi_{\alpha}(z) \tag{7.14}$$

Hier gilt die Aussage, dass die Wahrscheinlichkeit, dass das zeitliche Intervall zwischen der i -ten und der $(i+k)$ -ten das Messvolumen passierenden Partikeln die Signaldauer unterschreitet, gleich ist mit der Wahrscheinlichkeit, dass **mindestens** k Partikeln sich gleichzeitig in dem Messvolumen aufhalten.

Nachfolgend wird nur die Untersuchung für $P_{\alpha,1}(\tau \leq t_{\text{Signaldauer}})$ angestellt. Dabei werden der Einfachheit halber die Zeitvariablen durch die Anzahl der abgetasteten Messpunkte ersetzt. Dabei gilt die Beziehung:

$$\alpha \cdot t = \frac{N_0}{T_{\text{Messdauer}}} \cdot t = \frac{N_0}{\frac{NP_{\text{gesamt}}}{f_{\text{Abtasten}}}} \cdot \frac{n_P}{f_{\text{Abtasten}}} = \frac{N_0}{NP_{\text{gesamt}}} \cdot n_P = \alpha_P \cdot n_P \tag{7.15}$$

Wobei:

NP_{gesamt} : Gesamte abgetastete Messpunkte bei der Messung.

f_{Abtasten} : Abtastfrequenz der Messkarte (bei 2MHz).

α_P : Partikelrate je Messpunkt.

n_p : Der zeitliche Abstand zwischen zwei Partikelzählereignissen, angegeben als Zahl der Messpunkte

Somit gilt die Umrechnung

$$P_{\alpha,1}(\tau \leq t) = P_{\alpha,1}(\text{IntvP} \leq n_p) = 1 - e^{-\alpha_p \cdot n_p} \quad (7.16)$$

In Abbildung 7.1 sind die erfassten Partikelintervalle in Bezug auf das gesamte Messvolumen von System 1 und 2 sowie das gesamte gemeinsame für $T_s = 200^\circ\text{C}$ beispielhaft dargestellt.

Das Versuchsergebnis stimmt mit der Theorie im Prinzip gut überein.

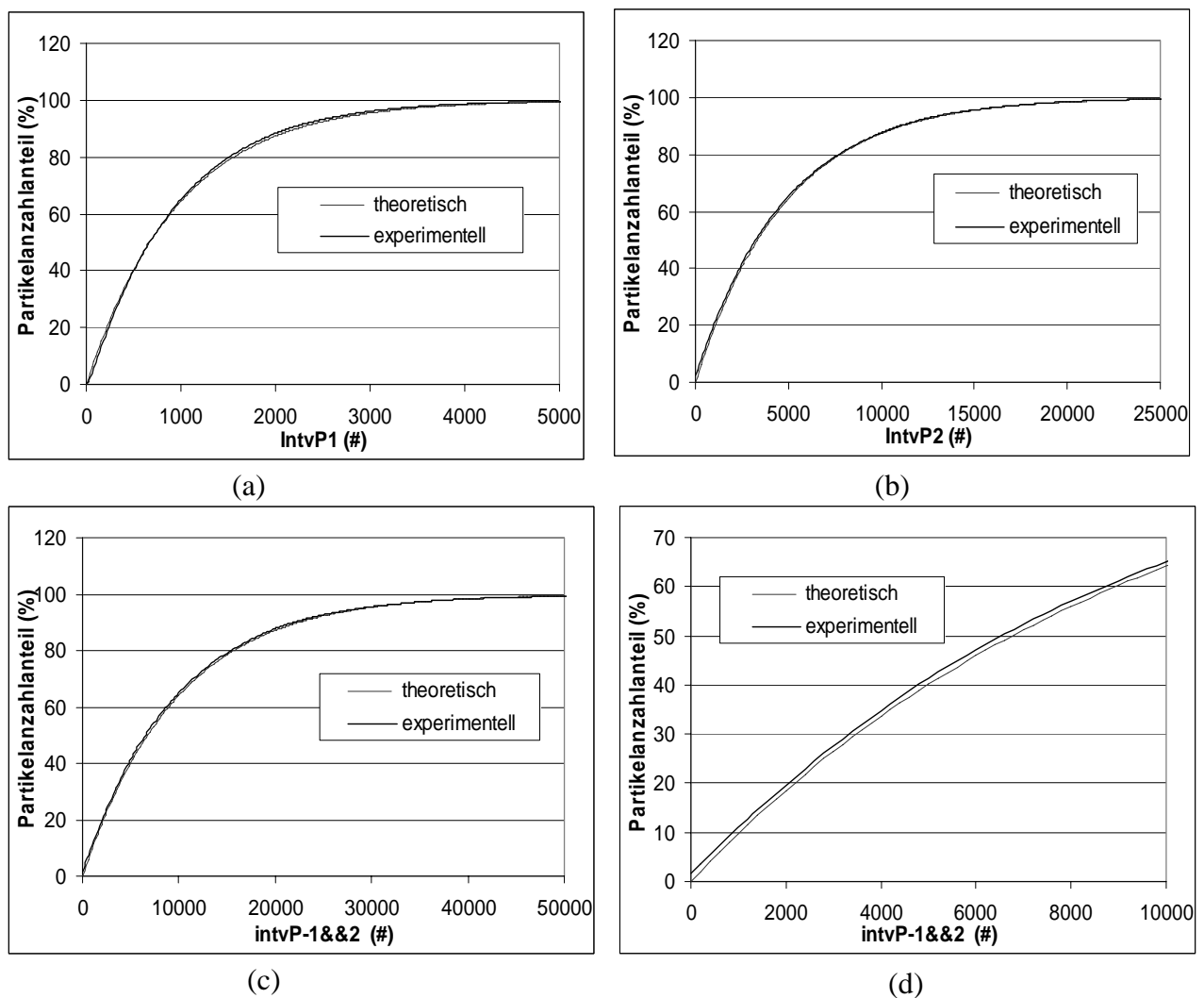


Abb. 7.1 Die Verteilung der Partikelintervalle für die Messung $T_s = 200^\circ\text{C}$.

(a) für das Empfangssystem 1, $N_1 = 216928$, $NP_{\text{gesamt}} = 210331376$, $\alpha_p = 0.001031$;

(b) für das Empfangssystem 2, $N_2 = 43361$, $NP_{\text{gesamt}} = 210331376$, $\alpha_p = 0.0002062$;

(c)(d) für das gemeinsame Messvolumen, $N = 21561$, $NP_{\text{gesamt}} = 210331376$, $\alpha_p = 0.00010251$.

Außer einer kleinen Instabilität der Strömung (beim Freistrah) resultiert die kleine Abweichung zwischen beiden Kurven (siehe Abbildung 7.1 d) hauptsächlich dadurch, dass die Partikelanzahl durch den Koinzidenzeffekt zu niedrig gemessen wird. Die dadurch ausgerechnete theoretische Kurve wird sich nach unten verschieben. Aus diesem Ergebnis kann man hier im Prinzip den Schluss ziehen, dass die Strömung im Messvolumen während der Messung keine deutliche Instabilität (z.B. Turbulenzen) aufweist [50]. Dies stellt eine wichtige Voraussetzung für die nachfolgende Analyse dar. Nur unter dieser sind die Signalverarbeitungen mit HP bzw. TP erst sinnvoll.

7.2 TP- und HP-Verteilungen und die Messvolumenabgrenzung

In der Signalverarbeitung werden TP bzw. HP der Signale herangezogen, um die ungültigen Signale zu verwerfen, bei denen die Partikel das zentrale Messvolumen nicht oder nicht vollständig durchläuft. In diesem Abschnitt werden die TP- und HP-Verteilungen aus den separaten Empfangssystemen bezüglich der Partikelgröße (Impulshöhe) untersucht. Was bei der Untersuchung zu beobachten ist, lässt sich mit den Kenntnissen aus Kapitel 3.2 begründen. Auf Basis von Kapitel 3.2 stellt Abbildung 7.2 den gesamten Detektionsbereich der zwei Systeme innerhalb des Laserstrahls dar, wobei der Einfachheit halber zwischen der zentralen Zone und Randzone nicht unterschieden wird.

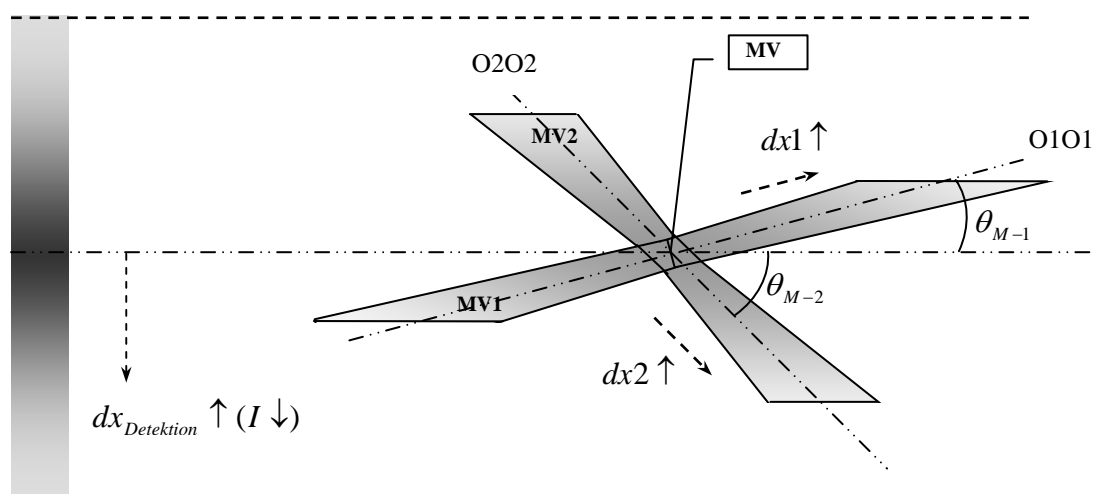


Abb. 7.2 Detektionsbereich von zwei Systemen innerhalb des Laserstrahls

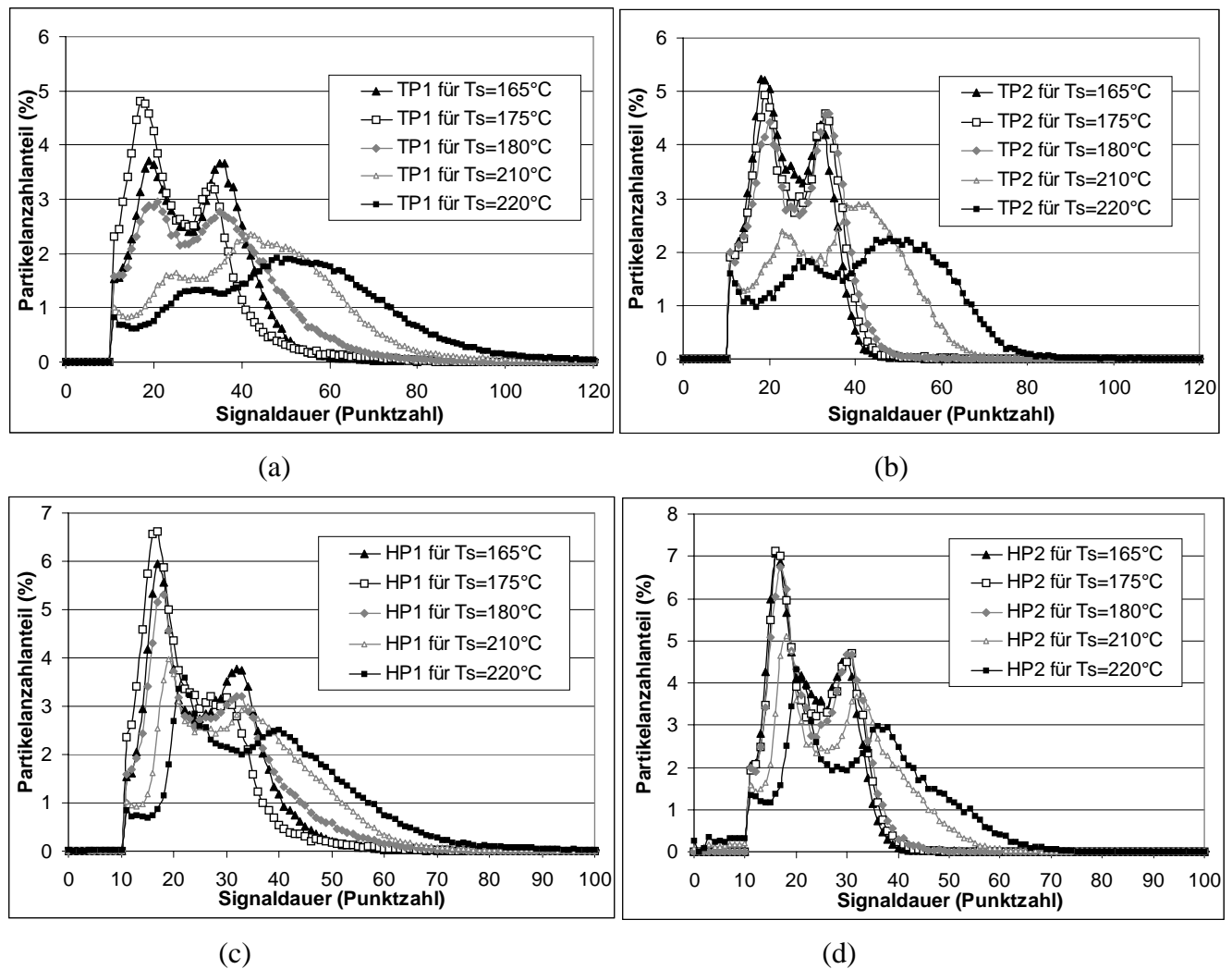


Abb. 7.3 TP- und HP-Verteilungen bei unterschiedlichen T_s -Einstellungen in Bezug auf die Signale aus dem individuellen Messvolumen von System 1 und 2

In Abbildung 7.3 sind die TP- und HP-Verteilungen, die alle zwei Modalwerte besitzen, für unterschiedliche T_s -Einstellungen dargestellt. Alle Messungen wurden mit T-Blenden (siehe Abbildung 3.17) ausgeführt. Wie erwartet, bleibt die HP-Verteilung mit Zunahme der Partikelgröße (T_s -Temperatur) relativ stabil, weil die HP der Signale im Prinzip nur von der Abmessung der Blendenöffnung in der Strömungsrichtung abhängig ist. Die rasche Änderung der Verteilungen ab $T_s = 210^\circ\text{C}$ wurde von einer plötzlichen Änderung der Bedingungen beim Betrieb verursacht (Kapitel 7.4). Der potenzielle Detektionsbereich jeweils eines individuellen Empfangssystems erstreckt sich quer durch den ganzen Laserstrahl, aber wegen der Empfindlichkeit der Elektronik und der Intensitätsverteilung des Laserstrahls ist dieser Bereich nur teilweise aktiv, und dieser wiederum abhängig von der Partikelgröße (dem Vermögen der Partikel zum Streuen des Lichtes). Kleine Partikeln können nur wenig Licht streuen, der aktive Bereich bleibt nur begrenzt auf die Zone der höchsten Lichtintensität. Der

aktive Bereich für große Partikeln dehnt sich zum Rand hin aus. Mit der Ausdehnung des aktiven Bereiches werden immer mehr Partikeln mit großer Entfernung dx von der Mitte des Messvolumens empfangen, immer mehr Partikeln mit immer größerer TP kommen in den TP-Verteilungen vor, denn TP ist stark von dx abhängig. Daher wird mit zunehmender Partikelgröße die TP-Verteilung immer breiter, die Modalwerte sind nach rechts verschoben. Die Anteile der zwei Moden können im Prinzip nach deren entsprechenden Eintrittsflächen eingeschätzt werden. Abbildung 7.4a stellt die Zonenaufteilung der Eintrittsfläche für die Signale der ersten bzw. zweiten Mode von TP und HP bei der T-Blende dar. Partikelsignale aus drei Eintrittszonen sind auch beispielhaft in Abbildung 7.4b geben.

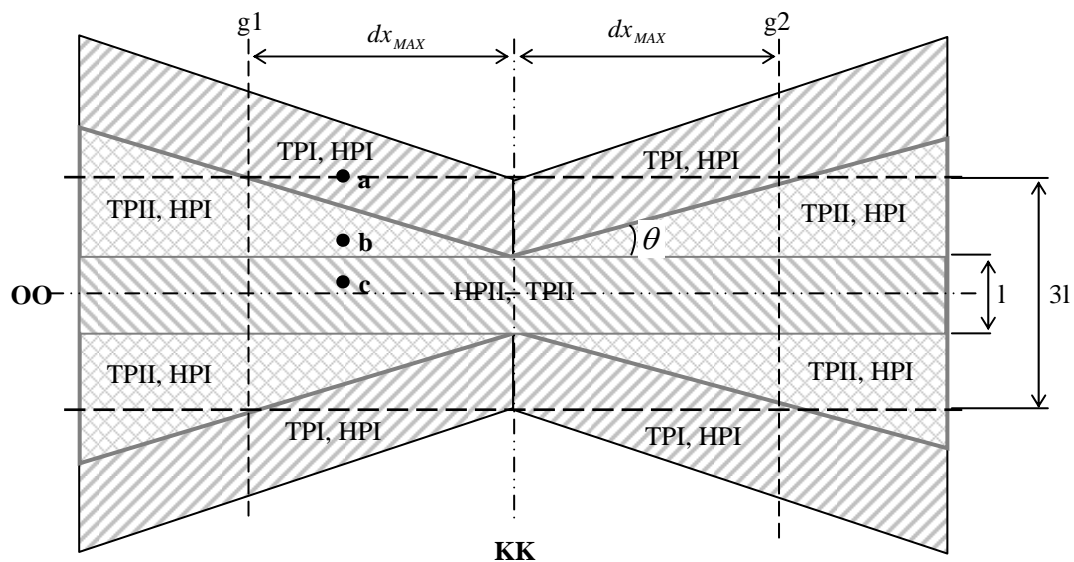


Abb. 7.4a Eintrittsfläche der Partikeln für die erste und zweite Fraktion der TP- und HP-Verteilungen (Strömungsrichtung ist vertikal zur Papierebene).

TPI: Hauptmode 1 bei TP-Verteilung, TPII: Nebenmode 2 bei TP-Verteilung,

HPI: Hauptmode 1 bei HP-Verteilung, HPII: Nebenmode 2 bei HP-Verteilung.

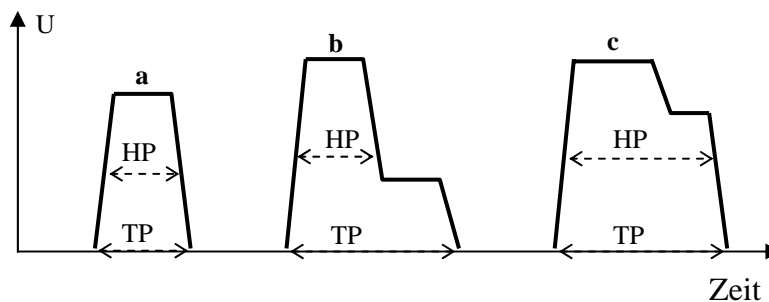


Abb. 7.4b TP und HP bei den Signalen aus unterschiedlichen Eintrittsflächen

Der aktive Bereich ist durch zwei Grenzlinien g1, g2 näherungsweise gekennzeichnet. Die Eintrittsflächen für die jeweils erste und zweite Fraktion von der TP sind

$$A_I = 4 \cdot l \cdot dx_{MAX} \quad (7.17)$$

$$A_{II} = 2 \cdot (l \cdot dx_{MAX} + 2 \cdot \frac{1}{2} dx_{MAX}^2 \cdot \tan \theta) = 2 \cdot l \cdot dx_{MAX} + dx_{MAX}^2 \cdot \tan \theta \quad (7.18)$$

Deren Verhältnis ist

$$\eta_{TP} = \frac{A_{II}}{A_I} = \frac{2 \cdot l \cdot dx_{MAX} + 2 \cdot dx_{MAX}^2 \cdot \tan \theta}{4 \cdot l \cdot dx_{MAX}} = \frac{1}{2} + \frac{\tan \theta}{2 \cdot l} \cdot dx_{MAX} \quad (7.19)$$

Für die HP gelten

$$A_I = 4 \cdot l \cdot dx_{MAX} + 2 \cdot dx_{MAX}^2 \cdot \tan \theta \quad (7.20)$$

$$A_{II} = 2 \cdot l \cdot dx_{MAX} \quad (7.21)$$

$$\frac{1}{\eta_{HP}} = \frac{A_I}{A_{II}} = \frac{4 \cdot l \cdot dx_{MAX} + 2 \cdot dx_{MAX}^2 \cdot \tan \theta}{2 \cdot l \cdot dx_{MAX}} = 2 + \frac{\tan \theta}{l} \cdot dx_{MAX} \quad (7.22)$$

Von oben ist es zu bemerken, dass der Anteil der zwei Fraktionen bei TP- und HP-Verteilung mit der Partikelgröße mit verschiedenem Trend variiert. Mit der Ausdehnung des aktiven Bereiches ($dx_{MAX} \uparrow$) geht das Verhältnis zwischen der zweiten und ersten Fraktion bei der TP-Verteilung ab 0.5 aufwärts, bei der HP-Verteilung jedoch ab 0.5 abwärts. Zudem ergibt ein gleicher Wert $dx_{Detektion}$ (siehe Abbildung 7.2) unterschiedliche Werte dx bei den beiden Empfangssystemen aufgrund der unterschiedlichen Winkel θ_M ($\theta_{M-1} = 15^\circ$, $\theta_{M-2} = 50^\circ$). Siehe Gleichung 7.23.

$$dx = \frac{dx_{Detektion}}{\sin \theta_M} \quad (7.23)$$

Zum Vergleich zwischen System 1 und 2 gilt das Verhältnis:

$$\chi_{\text{System1/ System2}} = \frac{dx_1}{dx_2} = \frac{\frac{dx_{\text{Detektion}}}{\sin \theta_{M-1}}}{\frac{dx_{\text{Detektion}}}{\sin \theta_{M-2}}} = \frac{\sin \theta_{M-2}}{\sin \theta_{M-1}} = \frac{\sin 50^\circ}{\sin 15^\circ} = 2.96 \quad (7.24)$$

Das bedeutet, dass die TP- und HP-Verteilung von System 2 wenig von der Partikelgröße (Impulshöhe) beeinflusst wird. Die Verteilungen in Abbildung 7.3 verdeutlichen die Aussagen.

Was bei der TP- und HP-Verteilung vorkommt, kann sich im Prinzip durch die Simulationsrechnung des Messvolumens im Kapitel 3.2 begründen lassen. Die Untersuchungen in diesem Abschnitt beschränkten sich nur auf die qualitative Analyse, wobei die Einflüsse z.B. von der Empfindlichkeit der Elektronik und dem Koinzidenzfehler nicht mit einbezogen sind. Abbildung 7.5 hat die Wirkung der Empfindlichkeit der Elektronik auf die TP- und HP-Verteilung gezeigt. Wegen der Unzugänglichkeit des Teils unterhalb der Triggerschwelle (6mV) werden TP und HP bei niedrigen Impulsen stark unterschätzt. Für Signale mit $0.5 \cdot U_p < 6\text{mV}$ werden TP und HP gleich ermittelt (siehe Definitionen von TP und HP im Kapitel 6.1), deshalb liegen die TP- und HP-Verteilungen von kleinen Partikeln ($T_s=140^\circ\text{C}$) ganz nah aneinander.

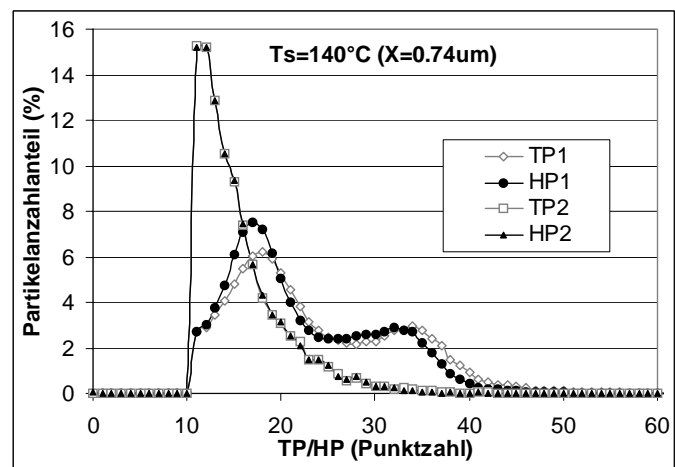


Abb. 7.5 Wirkung der Empfindlichkeit der Elektronik für die kleinen Partikeln

7.3 Partikelzählrate bezüglich der Partikelgröße ($\alpha - T_s$ Kurve)

Im Rahmen der Grundlagenuntersuchungen diskutiert werden sollen auch die gemessenen Partikelzählraten von zwei individuellen bzw. dem gemeinsamen Messvolumen MV1, MV2, MV für unterschiedliche Partikelgrößen. Es wurde mit T-Blenden gemessen. Alle Signale wurden ohne Randzonenfehlerkorrektur ausgewertet. Die Größe der DEHS-Partikeln wurde

bei gleichbleibender Partikelanzahlkonzentration durch die Siedertemperatur T_s am MAG-2000 eingestellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.6 aufgetragen.

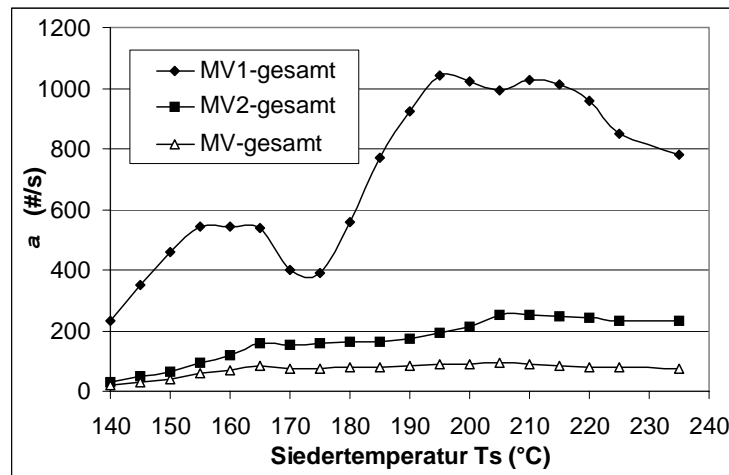


Abb. 7.6 Partikelzählrate bezüglich verschiedenen Messvolumina für unterschiedliche T_s .

Auf den $\alpha - T_s$ -Kurven zeigt sich Folgendes: Mit Zunahme der Partikelgröße ist die Zählrate von System 2 näherungsweise kontinuierlich gestiegen, aber bei der von System 1 zeigen sich deutliche Schwankungen, die typischen Punkte (Maxima und Minima) sind bei $T_s = 160^\circ\text{C}$, 175°C , 195°C und 205°C . Als ein statistisches Ergebnis ist die Partikelzählrate direkt proportional zu der jeweiligen aktiven Eintrittsfläche, die wiederum von der Signalhöhe abhängt. Das Entstehen der Berge und Täler auf dem Kurvenverlauf von System 1 kann auf die Mehrdeutigkeit seiner Kalibrierkurve zurückgeführt werden. Die Messpunkte bei $T_s = 160^\circ\text{C}$, 175°C , 195°C und 205°C entsprechen dem jeweiligen Maximum und Minimum auf der Up-X-Kurve (siehe Abbildung 7.13). Der Partikeldurchmesser für diese Messpunkte kann im Prinzip durch diesen Abgleich bestimmt werden. Er ist zusammen mit den im Kapitel 5 durch Extrapolation gewonnenen Werten in Tabelle 7.1 aufgetragen. Die Partikelgrößen stimmen im Prinzip gut überein, aber bei größeren Partikeln führt die Extrapolation zu etwas zu hohen Werten.

	160°C	175°C	195°C	205°C
X- μm (diese Weise)	1.10	1.62	2.45	3.09
X- μm (Extrapolation)	1.17	1.69	2.74	3.50

Tabelle 7.1 Partikelgrößenbestimmung auf zwei Weisen

Außerdem lässt sich der Trend wieder aus der Variation der TP- und HP-Verteilungen reflektieren (Abbildung 7.3). Der Modalwert der TP- und HP-Verteilungen von System 1 wird nicht immer mit Zunahme der Temperatur T_s (Partikelgröße) nach rechts verschoben, sondern kann bei einigen Temperaturschritten auch wieder abnehmen, so z.B. beim Übergang von $T_s=165^\circ\text{C}$ zu 175°C . Daraus schließt man auch, dass im Vergleich der Partikelgröße die Impulshöhe sich hauptsächlich auf die TP- und HP-Verteilung auswirkt. Das alles, was bei dem System 1 beobachtet wurde, passiert bei System 2 nicht, denn die Kalibrierkurve von System 2 hat keine deutliche Mehrdeutigkeit.

Aus dem abgegrenzten gemeinsamen Messvolumen MV bleibt der aktive Bereich für die verschiedenen Partikelgrößen nach einer anfänglichen Zunahme gleich groß. Die Partikelzählrate bleibt im Prinzip konstant.

7.4 Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Kalibrierungskurven

In diesem Abschnitt wird der Vergleich zwischen den numerisch und experimentell ermittelten Kalibrierkurven für die kugelförmigen DEHS-Tröpfchen durchgeführt. Monodispere DEHS-Tröpfchen werden mit unterschiedlichen (zwanzig) Partikelgrößen mittels der in Kapitel 5 beschriebenen Versuchsanlage durch die Einstellung des Parameters T_s produziert. Die entsprechenden Partikeldurchmesser werden mit der Kalibrierkurve (Abbildung 5.4) ermittelt. Zur Ermittlung der Impulshöhenverteilung (U_p - und U_m - Verteilung) herangezogen werden nur die Signale, die im zentralen Messvolumen gemessen wurden. Wie im Kapitel 5 erwähnt, werden die Signale von randgängigen unscharf abgebildeten Teilchen durch Begrenzung von TP verworfen. Außerdem, um die täuschenden Signalpaare (siehe Kapitel 9) auszuschließen und den Koinzidenzfehler zu unterdrücken, wird zusätzlich der Parameter MDP der Signalpaare auf einen schmalen Bereich ($-5 \leq MDP \leq 5$) eingeschränkt. Für $T_s=140^\circ\text{C}$ wird TP1 wegen der zu schwachen Signale so stark unterschätzt, dass der Nebenmode bei der Verteilung nicht mehr deutlich zu sehen ist. Die Auswertung wird ohne Randzonenfehlerkorrektur durchgeführt. Für jeden Partikeldurchmesser werden die Modalwerte ($U_{p-\text{mod}}$ und $U_{m-\text{mod}}$) und die Medianwerte (U_{p-50} und U_{m-50}) entnommen. Unten folgen einige Beispiele (Abbildung 7.7-7.12).

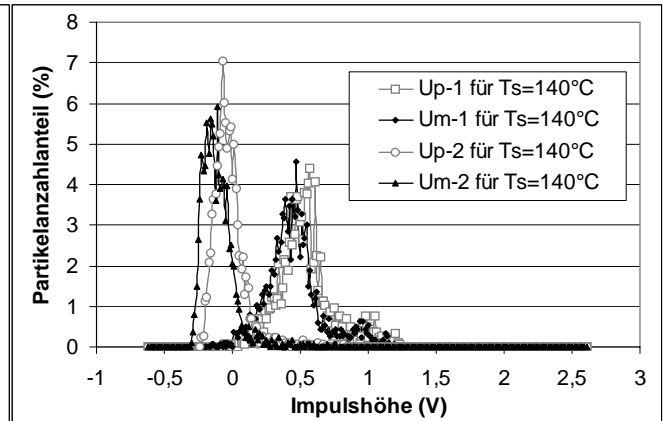
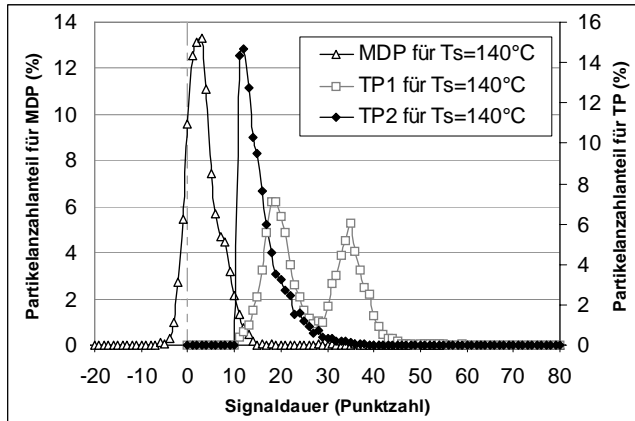


Abb. 7.7. Impulsverteilung für $T_s=140^\circ\text{C}$

($X=0.737\ \mu\text{m}$). $N_0=1864$

Begrenzungen:

$$-5 \leq MDP \leq 8, \quad 25 \leq HP1 \leq 40, \quad 15 \leq HP2 \leq 30.$$

$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 0.570\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.469\text{V},$$

$$U_{P-50} = 0.511\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.434\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = -0.075\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = -0.113\text{V},$$

$$U_{P-50} = -0.056\text{V}, \quad U_{m-50} = -0.140\text{V}.$$

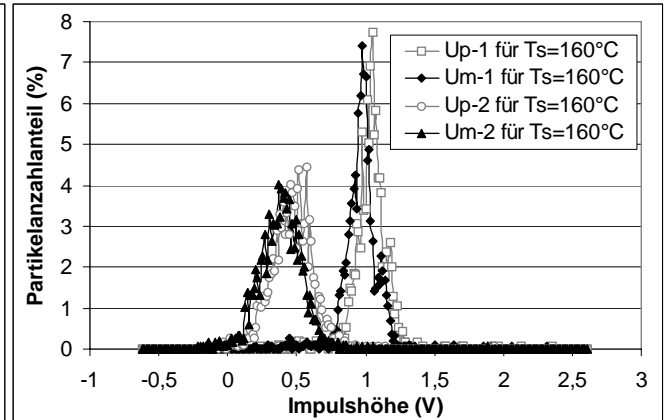
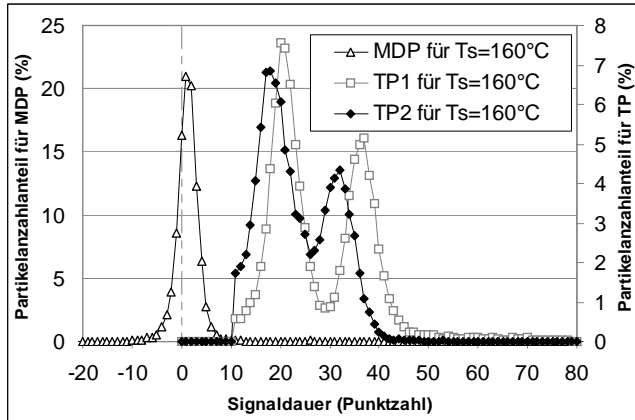
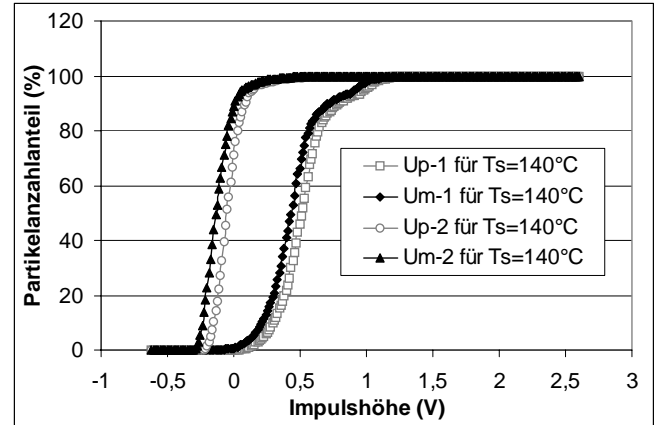


Abb. 7.8 Impulsverteilung für $T_s=160^\circ\text{C}$

($X=1.176\ \mu\text{m}$). $N_0=1891$

Begrenzungen:

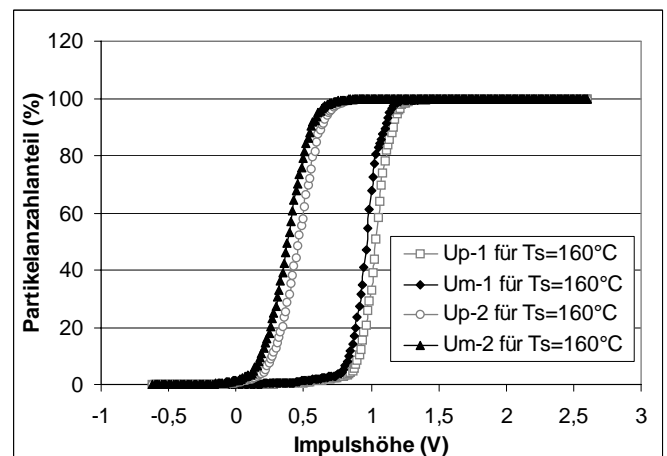
$$-5 \leq MDP \leq 5, \quad 30 \leq HP1 \leq 42, \quad 25 \leq HP2 \leq 42.$$

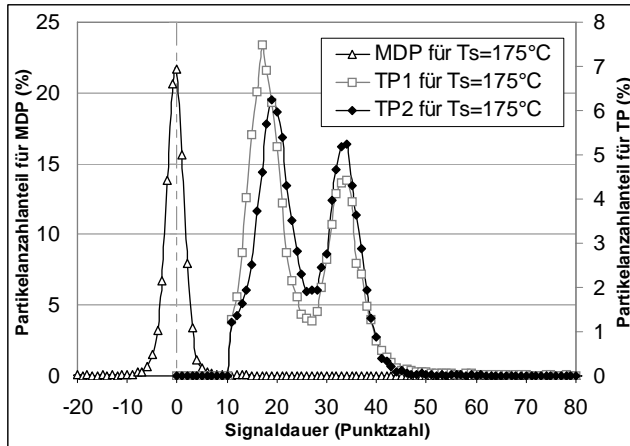
$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 1.051\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.975\text{V},$$

$$U_{P-50} = 1.032\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.962\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = 0.570\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.419\text{V},$$

$$U_{P-50} = 0.485\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.403\text{V}.$$



Abb. 7.9 Impulsverteilung für $T_s=175^\circ\text{C}$

($X=1.691 \mu\text{m}$). $N_0=1871$

Begrenzungen:

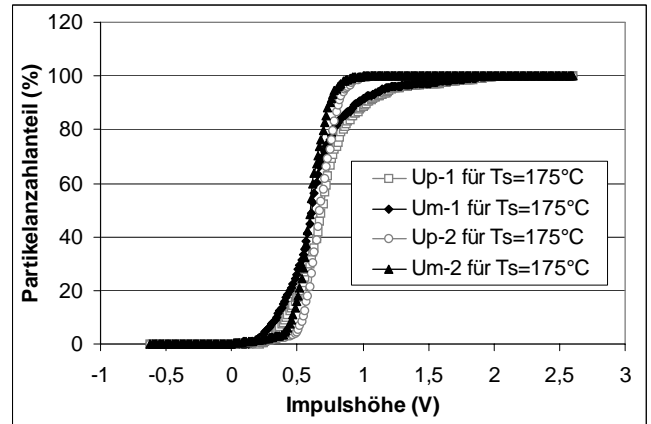
$$-5 \leq MDP \leq 5, \quad 28 \leq HP1 \leq 40, \quad 28 \leq HP2 \leq 40.$$

$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 0.709\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.620\text{V},$$

$$U_{P-50} = 0.687\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.611\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = 0.608\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.608\text{V},$$

$$U_{P-50} = 0.675\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.599\text{V}.$$

Abb. 7.10 Impulsverteilung für $T_s=195^\circ\text{C}$

($X=2.736 \mu\text{m}$). $N_0=3334$

Begrenzungen:

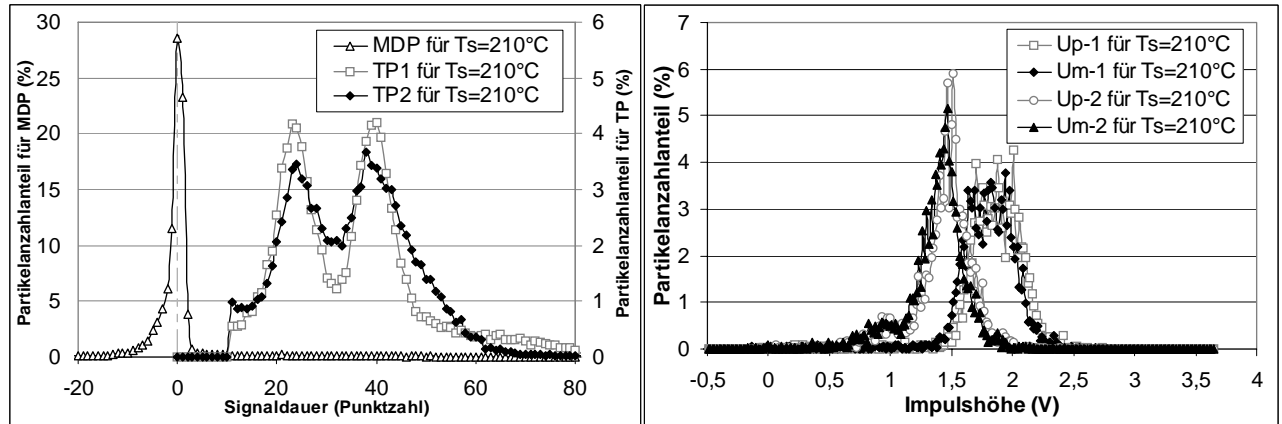
$$-5 \leq MDP \leq 5, \quad 30 \leq HP1 \leq 45, \quad 30 \leq HP2 \leq 45.$$

$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 1.954\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 1.886\text{V},$$

$$U_{P-50} = 1.889\text{V}, \quad U_{m-50} = 1.827\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = 0.977\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 0.926\text{V},$$

$$U_{P-50} = 0.952\text{V}, \quad U_{m-50} = 0.885\text{V}.$$

Abb. 7.11 Impulsverteilung für $T_s=210^\circ\text{C}$ (X=3.952 μm). $N_0=3070$

Begrenzungen:

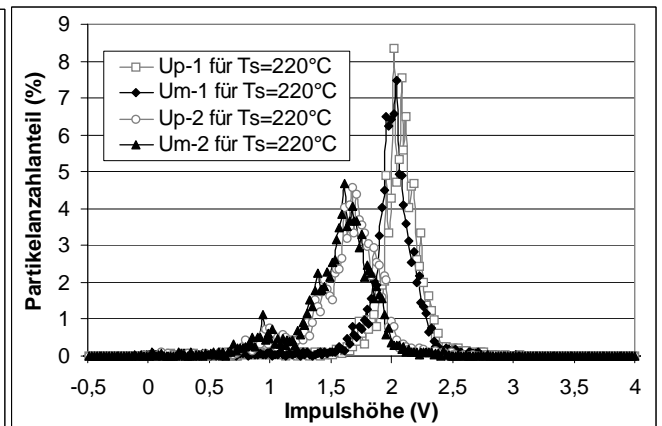
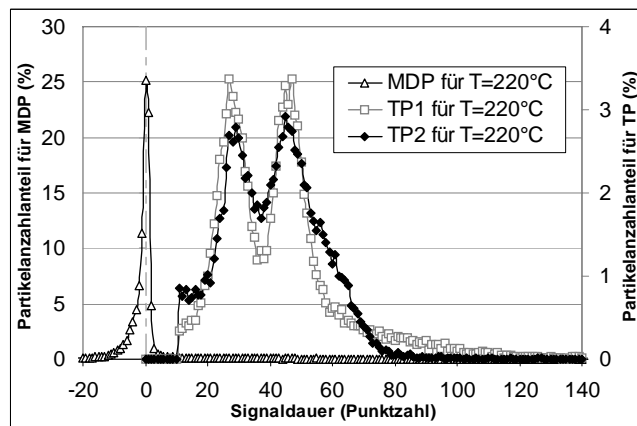
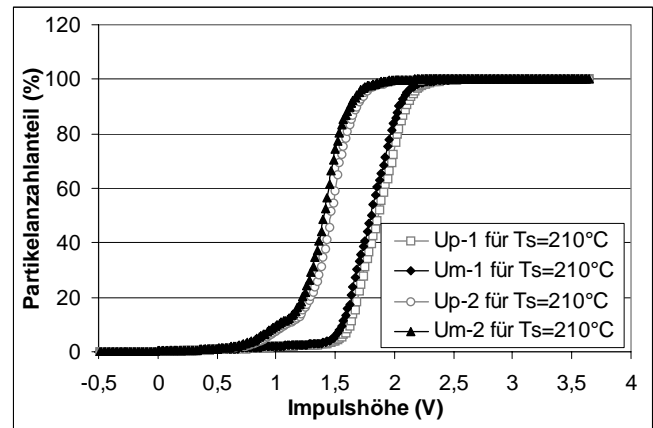
$$-5 \leq MDP \leq 5, \quad 32 \leq HP1 \leq 48, \quad 35 \leq HP2 \leq 48.$$

$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 2.007\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 1.939\text{V},$$

$$U_{P-50} = 1.876\text{V}, \quad U_{m-50} = 1.817\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = 1.517\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 1.467\text{V},$$

$$U_{P-50} = 1.486\text{V}, \quad U_{m-50} = 1.426\text{V}.$$

Abb. 7.12 Impulsverteilung für $T_s=220^\circ\text{C}$ (X=5.689 μm). $N_0=3313$

Begrenzungen:

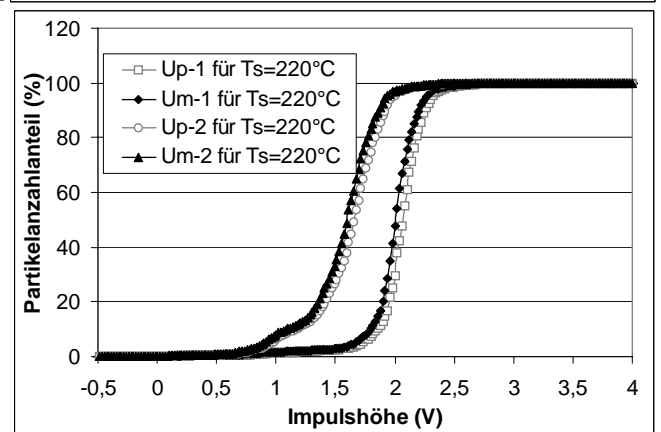
$$-5 \leq MDP \leq 5, \quad 38 \leq HP1 \leq 57, \quad 38 \leq HP2 \leq 57.$$

$$\text{Sys1: } U_{P-\text{mod}} = 2.081\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 2.040\text{V},$$

$$U_{P-50} = 2.082\text{V}, \quad U_{m-50} = 2.023\text{V}.$$

$$\text{Sys2: } U_{P-\text{mod}} = 1.673\text{V}, \quad U_{m-\text{mod}} = 1.612\text{V},$$

$$U_{P-50} = 1.687\text{V}, \quad U_{m-50} = 1.625\text{V}.$$



Will man nun die mittels Mie-Berechnung ermittelten Impulshöhen mit den Messwerten korrelieren, so muss eine Übertragungsfunktion dazwischen gefunden werden. Wenn alle wesentlichen physikalischen Größen, die das Messergebnis beeinflussen können, in der Simulationsrechnung berücksichtigt wurden, soll die Übertragungsfunktion bei Verwendung von logarithmischen Verstärkern im Idealfall einen konstanten Wert (zum Abziehen) annehmen. Die Anpassung wurde mit der Impulshöhe der DEHS-Tröpfchen von $T_s = 150^\circ\text{C}$ vorgenommen. Das Ergebnis für zwei Empfangssysteme zeigt Abbildung 7.13, wobei die realen Empfangwinkelbereiche bei der Berechnung der theoretischen Kalibrierkurven eingegeben sind.

Eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und theoretischen Kurven kann für beide Empfangssysteme gefunden werden. Größere Abweichung ist im Grobbereich zu finden. Der Grund dafür ist, dass die Partikelgröße im Grobbereich wahrscheinlich durch die theoretische Extrapolation von den kleinen Partikeln überschätzt wird (siehe Tabelle 7.1).

Oben wurde das Verwerfen der Partikelsignale durch die Begrenzung von TP erreicht, wobei der Randzonenfehler bei der Impulshöhenverteilung minimiert wird. Wie im Abschnitt 3.2 besprochen, sollte die Begrenzung der TP bei der Signalverarbeitung je nach der Partikelgröße variieren. Für die allgemeine Messung, mit der die Partikeln in einem breiten Größenbereich gemessen sind, bietet sich eine breitere TP-Verteilung an, so dass eine einheitliche Begrenzung von TP für alle Partikelgrößen schwierig ist. Deswegen wird für die allgemeinen Messungen bevorzugt die Begrenzung von HP für das Verwerfen der ungültigen

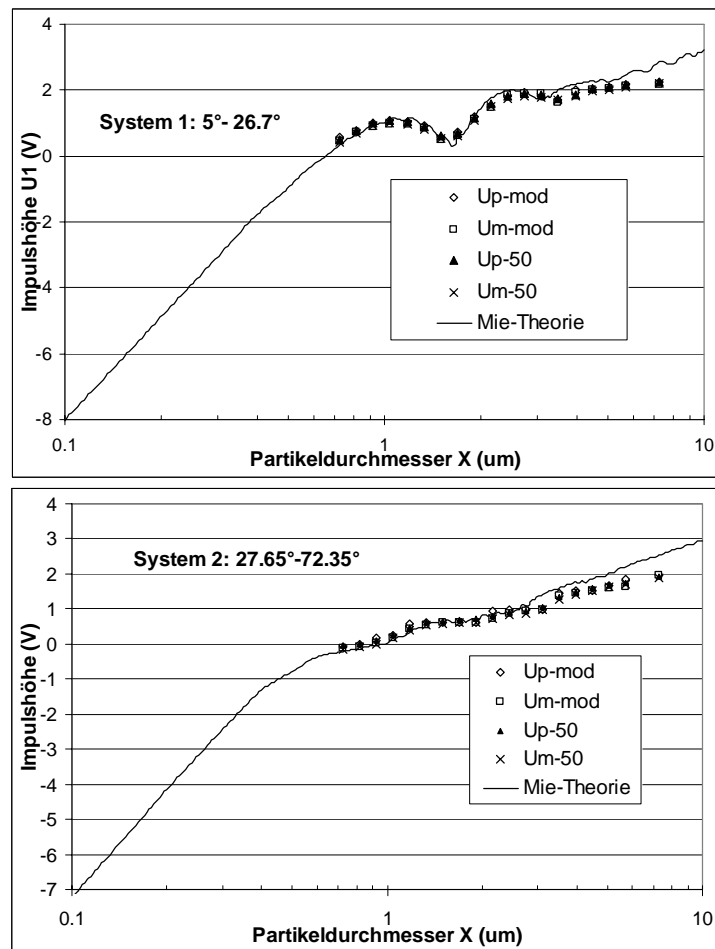


Abb. 7.13 Korrelation von experimentell und numerisch ermittelten Kalibrierkurven mit DEHS-Tröpfchen

Signale eingesetzt. Im Vergleich zu der TP-Verteilung ist die HP-Verteilung für alle Partikelgrößen ganz einheitlich (siehe Abbildung 7.14).

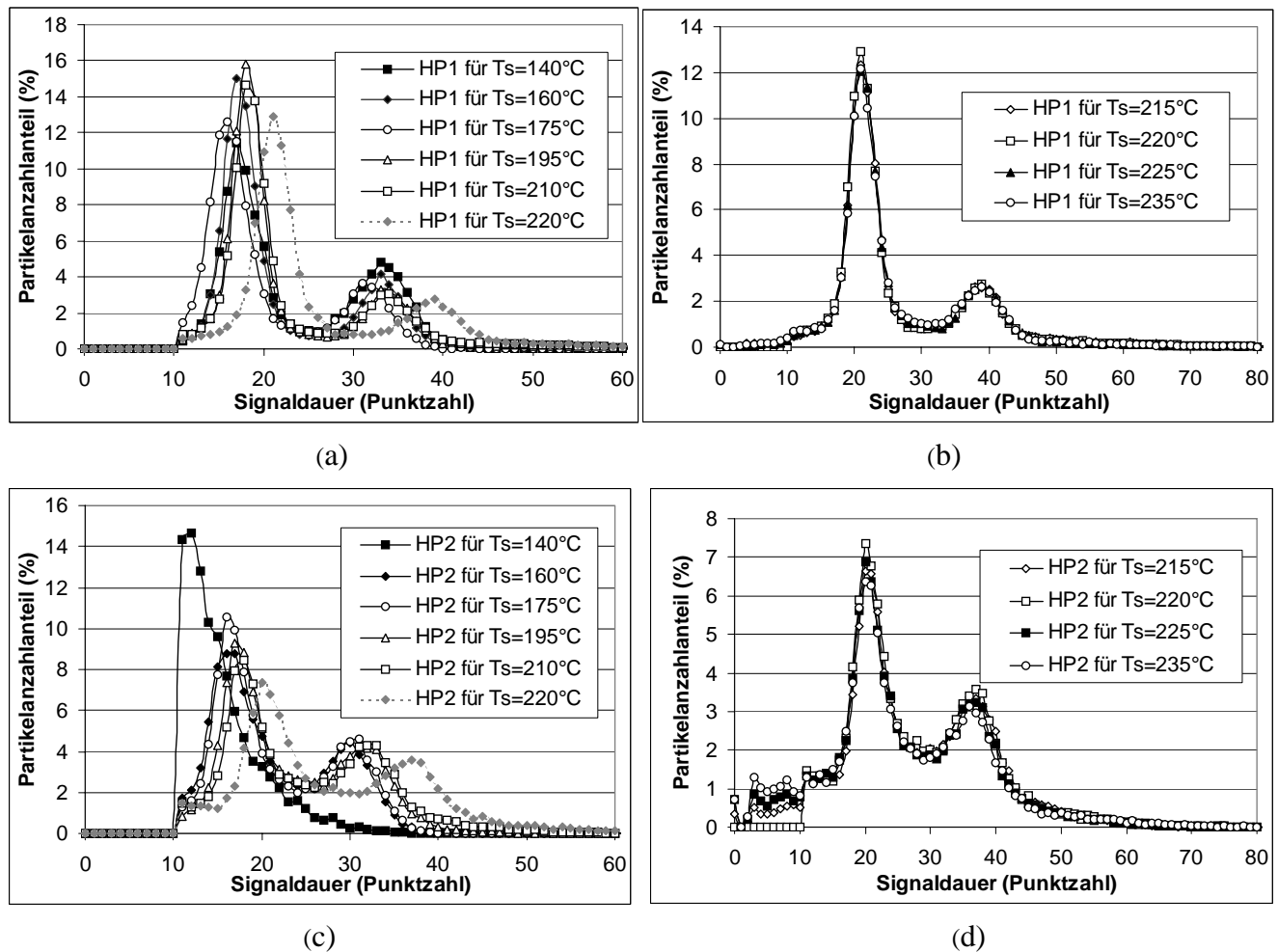


Abb. 7.14 HP-Verteilung für unterschiedliche Partikelgrößen (diese Messreihe)

In dieser Versuchreihe ist eine rasche Änderung der HP-Verteilungen ab der Messung $T_s = 215^\circ\text{C}$ deutlich zu bemerken. Das kann sich auf die plötzliche Änderung mancher Bedingungen (z.B. Volumenstrom der Strömung) beim Betrieb zurückführen, weil die Einheitlichkeit der HP-Verteilungen zwischen $T_s = 215^\circ\text{C}$, 220°C , 225°C , 235°C im Prinzip die Partikelgröße als Ursache ausschließt. Das Versuchsergebnis aus anderen Messungen lässt die Vermutung zu, es hat eine ganz einheitliche HP-Verteilung für alle Partikelgrößen vorgelegt (siehe Abbildung 7.15). Für die HP-Verteilungen verhält sich das System 1 besser als das System 2. Einerseits liegt der Grund in dem kleineren Winkelbereich des Systems 1, andererseits spielt die Justierung dabei auch eine Rolle. Bei niedrigen Impulshöhen wird HP bei der Signalverarbeitung unterschätzt (siehe Abbildung 7.7a für $T_s = 140^\circ\text{C}$).

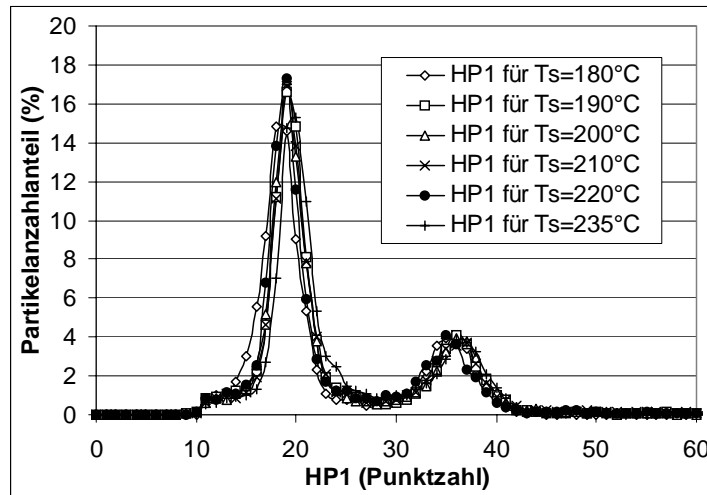


Abb. 7.15 HP-Verteilungen der anderen Messreihen

Wie in Kapitel 3.2 schon diskutiert, ist im Vergleich zu TP die HP der Signale (mit der T-Blenden) wenig von der Eintrittsposition der Partikel (dx) und der vorgegebenen Triggerschwelle beeinflusst. Für alle Partikelgrößen hat sie eine einheitliche Verteilung, und ist geeignet für die Auswahl der gültigen Partikeln. Werden nur die Partikeln, deren HP1 und HP2 gleichzeitig bei der Verteilung zu der jeweiligen zweiten Fraktion gehören, ausgewertet, entspricht der zugehörige Bereich der Eintrittsfläche MV wie in Abbildung 3.18 dargestellt. Unabhängig von der gemessenen Partikelgröße bleibt sie konstant, wobei eine genaue Ermittlung der Partikelanzahlkonzentration möglich ist.

8. Neues Verfahren zur Partikelgrößenbestimmung auf Basis von LAZEW

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Streulichtmesseinrichtung mit zwei verschiedenen Empfangswinkelbereichen (LAZEW) aufgebaut und zur Bestimmung der Partikelgrößen eingesetzt. Eine Partikel, die durch das gemeinsame abgegrenzte Messvolumen passiert, wird von den zwei Empfänger-Systemen gleichzeitig detektiert, und daraus ergeben sich zwei Signalimpulse mit dem jeweiligen Spitzenwert U_{p-1} und U_{p-2} . Zur Bestimmung der Partikelgröße wird eine Kalibrierkurve, die eine eindeutige Zuordnung zwischen Signalthöhe und Partikelgröße liefern kann, benötigt. Im Allgemeinen kann sie entweder durch eines der zwei individuellen Empfangssysteme realisiert werden oder mit einer Kombinationskurve, die aus den zwei ursprünglichen Kurven entsteht. Mit Laserlicht zeigt eine einzelne Kalibrierkurve sehr viele Mehrdeutigkeiten [51-53]. Für eine ideale Kalibrierkurve sollen die zwei Empfangsraumwinkelbereiche möglichst geschickt gewählt werden. Dies ist jedoch schwierig, besonders beim Einsatz für die Untersuchung an verschiedenen Stoffen, die in aller Regel einen breiten Brechungsindexbereich abdecken [54-56]. Dabei muss der Benutzer eine verbleibende Mehrdeutigkeit in Kauf nehmen. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit ein allgemeiner Algorithmus entwickelt mit dem Ziel, die Partikelgröße aus zwei beliebigen mehrdeutigen Kalibrierkurven möglichst einfach und korrekt zu bestimmen.

8.1 Theorie

Die Mie-Theorie besagt, dass die Signalthöhe eine Funktion vom Partikeldurchmesser ist. Die zwei Kalibrierkurven können mit Gleichung 8.1 a und b formal beschrieben werden.

$$\begin{cases} U_{p-1} = f_1(x) \\ U_{p-2} = f_2(x) \end{cases} \quad (8.1a)$$

$$\begin{cases} U_{p-1} = f_1(x) \\ U_{p-2} = f_2(x) \end{cases} \quad (8.1b)$$

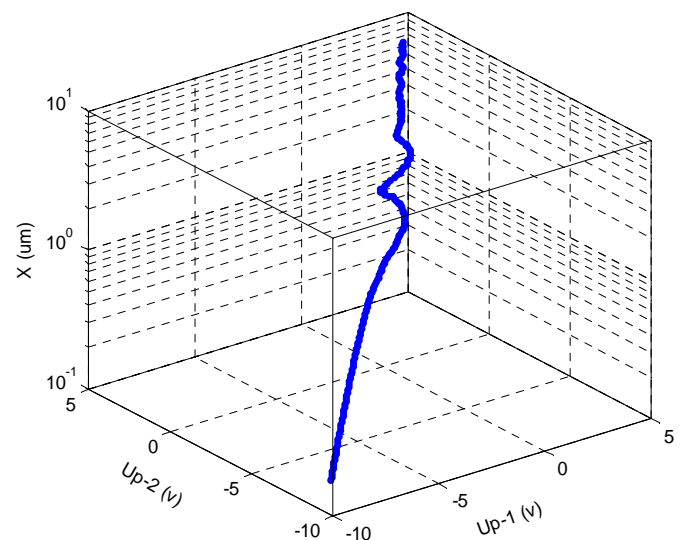
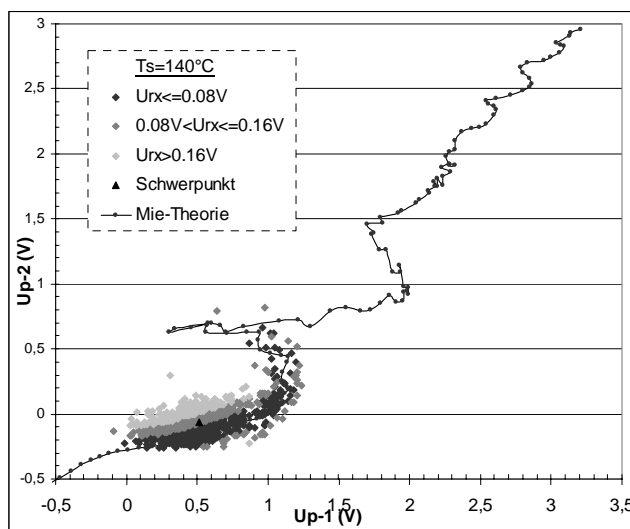


Abb. 8.1 3D-Darstellung der Kalibrierkurven

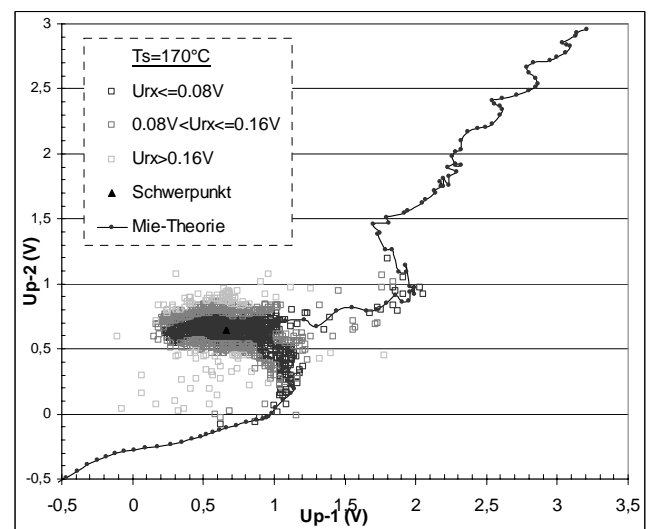
Mit der Partikeldurchmesser x als Verbindungsparameter ergibt sich aus den zwei individuellen Kalibrierkurven eine dreidimensionale Raumkurve (siehe Abbildung 8.1). Der Partikeldurchmesser x definiert

zusammen mit den zwei Signalhöhen U_{p-1} und U_{p-2} einen Punkt auf der Kurve (U_{p-1}, U_{p-2}, x) . Eliminiert man den Parameter x aus der Gleichung, ist die Beziehung zwischen U_{p-1} und U_{p-2} erhalten. Diese entspricht der Projektion der Raumkurve in der $U_{p-1} U_{p-2}$ -Ebene (siehe Abbildung 8.2). Jeder Punkt der projizierten Kurve steht für einen Partikeldurchmesser, der längs der Kurve von Anfang bis Ende kontinuierlich anwächst, aber die Partikelgrößen sind nicht gleichmäßig entsprechend der Kurvenlänge auf der Kurve verteilt. Außer einigen Knoten (blinde Punkte), die zwei oder mehr Partikeldurchmessern entsprechen, können im Prinzip alle Partikeldurchmesser mit dem Punkt (U_{p-1}, U_{p-2}) eindeutig beschrieben werden. Idealerweise sollen die für jede Partikelgröße ermittelten Signalhöhen (U_{p-1}, U_{p-2}) stets auf diese Kurve fallen. In der Praxis liegen nicht alle Messpunkte ganz genau auf der Kurve, sondern viele weichen mehr oder weniger von der jeweiligen theoretischen Position ab, auf Grund der folgenden Ursachen [57, 58]:

- Die Inhomogenität der Intensität innerhalb des gemeinsamen Messvolumens. Die in Abbildung 8.2 aufgezeichnete Kurve entspricht einem Messvolumen mit nur einer konstanten Bestrahlungsintensität. Wenn die Partikel bei dem Durchlauf des Messvolumens mit verschiedener Bestrahlungsstärke beleuchtet ist, fällt der Messpunkt wahrscheinlich außerhalb der Kurve. Für beide Impulshöhen ist diese Wirkung kohärent.
- Koinzidenzfehler und Randzonenfehler.
- Unvollkommenheit der Elektronik durch Rauschen und Störungen (nicht kohärent).
- Partikelform, Brechungsindexvariationen und innere Struktur der Partikeln.



(a)



(b)

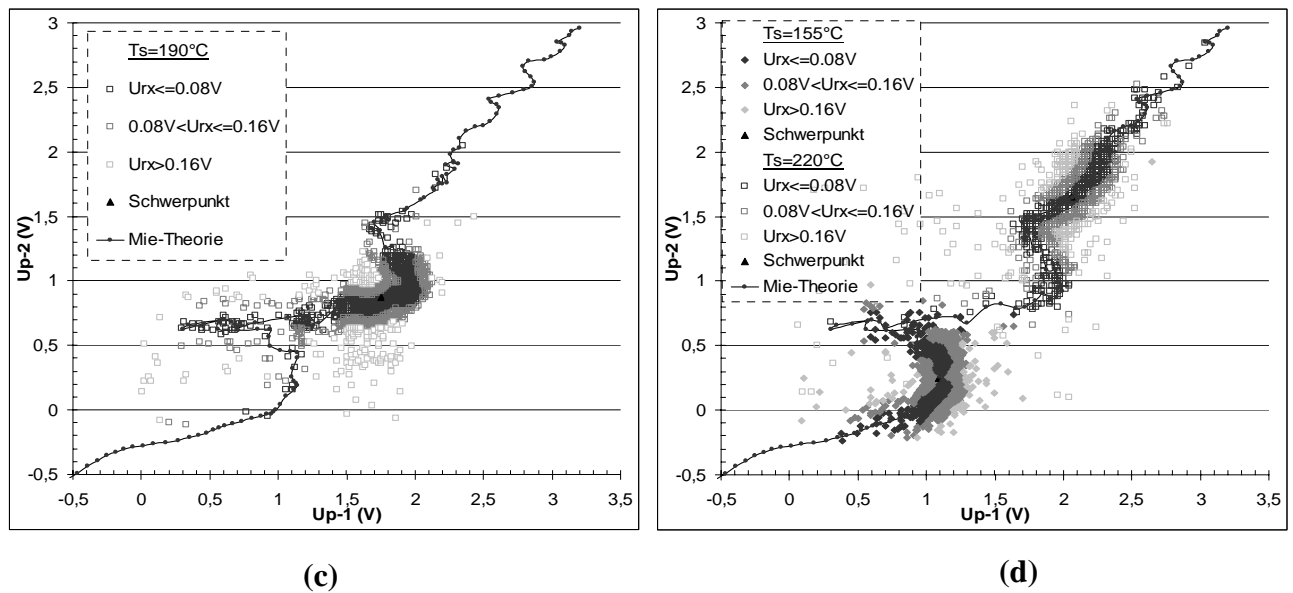


Abb. 8.2 Verteilungen der Impulspaare (U_{p-1} , U_{p-2}) bei verschiedenen T_s -Einstellungen

Abbildung 8.2 zeigt beispielhaft einige Impulshöhenverteilungen, die durch die Messung mit monodispersen DEHS-Tröpfchen (aus einer T_s -Einstellung) ermittelt wurden. In Bezug auf die einzelnen Messungen sind alle Messpunkte weiter oder näher rund um die theoretische Kurve verteilt. Außer den oben erwähnten Ursachen trägt aber auch die eigene Streuung der Partikelgrößen innerhalb der Proben, die bei der Analyse als monodispers angesehen wurden, zu der in Abbildung 8.2 vorliegenden Impulshöhenverteilung bei. Das hat die Folge, dass die Impulshöhen von U_{p-1} und U_{p-2} aus der gleichen Messung verschiedene Streuungen besitzen. Man sieht dass die jeweilige Streuung U_{p-1} und U_{p-2} je nach der T_s -Einstellung (unterschiedlicher Partikelgröße) variiert, obwohl die Elektronikteile für beide Systeme baugleich sind. Z.B. die Partikelgröße von $T_s=170^\circ\text{C}$ liegt auf einer breiten flachen Strecke der Kurve $X - U_{p-2}$ (kaum Änderung von U_{p-2} im Bereich $1.4\mu\text{m} \leq X \leq 1.9\mu\text{m}$, Abbildung 7.13), so dass die Verteilung der U_{p-2} schmäler ist als die von U_{p-1} , weil U_{p-2} gegen die Variation der Partikelgröße nicht empfindlich ist und hauptsächlich nur von den oben erwähnten Faktoren beeinflusst wird. Das lässt sich weiter verdeutlichen aus der Impulshöhenverteilung für $T_s=155^\circ\text{C}$, auf der manche große bzw. kleine Partikeln klar ausgewiesen sind. Abbildung 8.3 stellt die Verteilungen der Abweichung aller Messpunkte von ihrem Schwerpunkt (U_{rz}) und dem jeweiligen nächsten Punkt auf der $U_{p-1} - U_{p-2}$ -Kurve (U_{rx}) dar. U_{rz} wird mehr von der Streuung der Partikelgröße selbst beeinflusst, und ist deutlich größer als U_{rx} . Solange die beiden Signale korrekt gemessen sind, wird der

Messpunkt auf oder ganz nah neben der $U_{p-1} U_{p-2}$ -Kurve stehen. Diejenigen Messpunkte, die ganz weit von der Kurve abweichen, sind wahrscheinlich mit Fehlern (Randzonenfehler, Koinzidenzfehler, oder Störsignale) behaftet, und sollten bei der Partikelgrößenbestimmung verworfen werden.

Um den Partikeldurchmesser aus dem Messpunkt (U_{p-1}, U_{p-2}) bestimmen zu können, sollen zunächst Regeln aufgestellt werden für das Problem, zu welcher Partikelgröße ein Messpunkt zugeordnet werden soll. Dafür sind verschiedene Modelle möglich.

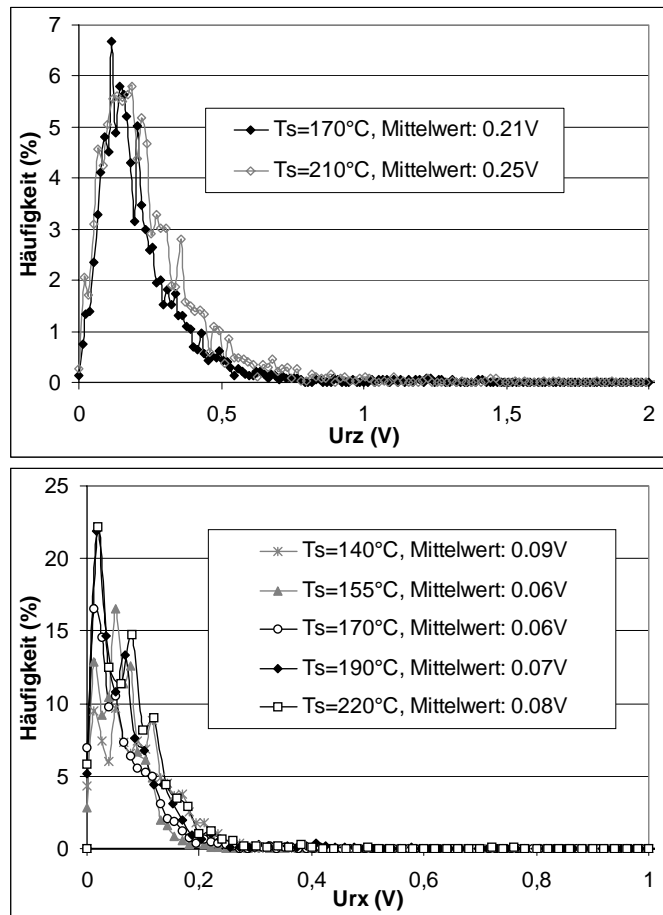


Abb. 8.3 Streuung der Messpunkte in Bezug auf den Schwerepunkt (U_{rz}) und den nächsten Punkt auf der $U_{p-1} U_{p-2}$ -Kurve (U_{rx}).

- Der Messpunkt wird der Partikelgröße des am nächsten liegenden Punktes auf der Kurve zugeordnet, der den gleichen U_{p-1} hat.
- Der Messpunkt wird der Partikelgröße des am nächsten liegenden Punktes von der Kurve zugeordnet, der den gleichen U_{p-2} hat.
- Der Messpunkt wird der Partikelgröße des nächstliegenden Punktes der Kurve zugeordnet.

Davon werden das erste und zweite Modell wegen der potenziellen Instabilität für die Partikelgrößenbestimmung abgelehnt. Das letzte Modell dagegen ist relativ einfach und gilt im Allgemeinen. Im Rahmen dieser Arbeit wird dies für die Bestimmung der Partikeldurchmesser eingesetzt.

8.2 Mathematische Modellierung

Um das neue Verfahren zur Partikelgrößenbestimmung einzusetzen, muss zunächst die geeignete mathematische Form zur Beschreibung der gemessenen Signalthöhen sowie der Kalibrierkurven gegeben sein, damit die Ermittlung der Partikelgröße leicht durchgeführt werden kann.

8.2.1 Datenform für die Spitzenwerte der Signalpaare

Bei dem herkömmlichen OPZ (mit einem Empfängersystem) sind die ermittelten Impulshöhen eine Reihe diskreter Werte. Für die in der vorliegenden Arbeit zu entwickelte Messeinrichtung, die mit zwei verschiedenen Empfangswinkelbereichen arbeitet, sind für alle gültigen Zählereignisse je zwei Signale von den beiden Empfangssystemen vorhanden. Die Signalthöhen-Messbereiche der beiden Empfangssysteme werden jeweils auf eine 8-bit-Skala abgebildet. Damit entsteht eine Matrix mit 256×256 Elementen (i, j mit $i, j \in [-128, 127]$). So können alle Zählereignisse mit den Spitzenwerten (i, j) eindeutig in die Matrix an die Stelle von $(i+128)$ -ter Zeile und $(j+128)$ -ter Spalte eingeordnet werden, ohne dass die Verbindungsinformation zwischen zwei Spitzenwerten verloren geht. Gleichung 8.2 stellt eine einzelne Partikel mit Spitzenwerten (i, j), $i, j \in [-128, 127]$ dar.

$$A = \begin{pmatrix} 0_{-128*(-128)} & \cdots & 0_{-128*(j-1)} & 0_{-128*j} & 0_{-128*(j+1)} & \cdots & 0_{-128*127} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0_{(i-1)*(-128)} & \cdots & 0_{(i-1)*(j-1)} & 0_{(i-1)*j} & 0_{(i-1)*(j+1)} & \cdots & 0_{(i-1)*127} \\ 0_{i*(-128)} & \cdots & 0_{i*(j-1)} & 1_{i*j} & 0_{i*(j+1)} & \cdots & 0_{i*127} \\ 0_{(i+1)*(-128)} & \cdots & 0_{(i+1)*(j-1)} & 0_{(i+1)*j} & 0_{(i+1)*(j+1)} & \cdots & 0_{(i+1)*127} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0_{127*(-128)} & \cdots & 0_{127*(j-1)} & 0_{127*j} & 0_{127*(j+1)} & \cdots & 0_{127*127} \end{pmatrix}_{256 \times 256} \quad (8.2)$$

$A_{256 \times 256}$ wird als das **zweidimensionale Signalthöhen-Spektrum der Einzelpartikel** bezeichnet. Das entspricht dem Zählereignis (Teilchen) im zweidimensionalen Messwerte-Raum. Analog zu Gleichung 8.2 kann das zweidimensionale Spektrum $N_{256 \times 256}$ von der Messung definiert werden. Alle Zählereignisse, bei denen eine oder beide Signalthöhen außerhalb des jeweiligen Messbereichs liegen, werden verworfen.

8.2.2 Kalibriermatrix

Für die Klassifikation der Partikeln bezüglich der Partikelgröße wird eine Kalibrierkurve benötigt, die bei dem herkömmlichen OPZ durch eine Reihe Spannungswerte, die den Klassengrenzen entsprechen, angegeben wird. Durch die zwei Empfangswinkelbereiche liegen beim LAZEW zwei solche Kalibrierkurven vor. Aus diesem Kurvenpaar ergibt sich immer ein Messwertepaar (i, j) , das einer Partikelgröße entspricht. Analog zur Matrix $A_{256 \times 256}$ in Abschnitt 8.2.1 soll dieses Kurvenpaar auch in die Form der Matrix $X_{256 \times 256}$ umgestellt werden. Die Vorgehensweise ist in Abbildung 8.4 dargestellt.

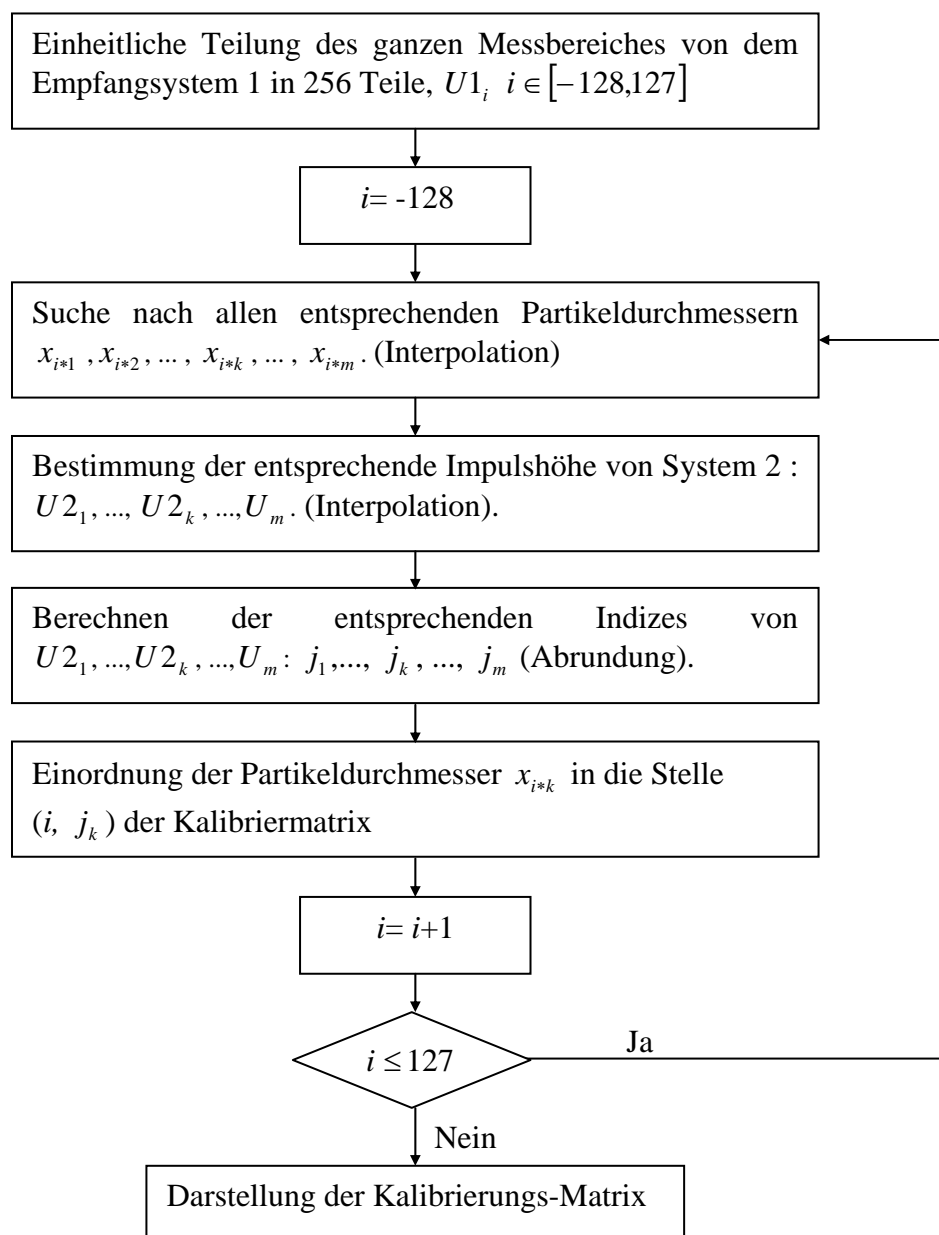


Abb. 8.4 Vorgehensweise zur Erstellung der Kalibrier-Matrix

Ein Muster der Kalibriermatrix ist in Gleichung 8.3 gezeigt. Die Stellen ohne Eintrag von der Partikelgröße sind mit dem Symbol * gefüllt. Sie besteht aus 256 Zeilen und 256 Spalten. In der Matrix $X_{256 \times 256}$ entspricht jede Zeile und Spalte jeweils einem Messwert der Impulshöhe auf der Kalibrierkurve 1 bzw. 2, dem ein (Eindeutigkeit) oder mehrere Partikeldurchmesser (Mehrdeutigkeit) zugeordnet werden. Jedem zulässigen Messwertepaar ist nun die es erzeugende Partikelgröße zugeordnet. Mehrdeutigkeiten zeigen sich dadurch, dass einem Messwertepaar mehr als eine Partikelgröße zugeordnet werden kann. Als Lösung werden die anderen Partikeldurchmesser in die leeren nächsten Nachbarstellen von (i, j) eingeordnet. In der Tat verursacht dieses Abrunden für die Auswertung keinen großen Fehler. Die Wahrscheinlichkeit dieser Situation ist sehr gering.

$$X = \begin{pmatrix} & -128 & -127 & \cdots & j & j+1 & \cdots & j+m_1 & \cdots & j+m_2 & \cdots & 125 & 126 & 127 \\ -128 & x & * & \cdots & * & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ -127 & x & * & \cdots & * & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ -126 & * & x & \cdots & * & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ i & * & * & \cdots & * & x & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ i+1 & * & * & \cdots & x & * & \cdots & x & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ i+l & * & * & \cdots & * & x & \cdots & * & \cdots & x & \cdots & * & * & * \\ i+l+1 & * & * & \cdots & x & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 126 & * & * & \cdots & * & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & * & * & * \\ 127 & * & * & \cdots & * & * & \cdots & * & \cdots & * & \cdots & x & x & x \end{pmatrix}_{256 \times 256} \quad (8.3)$$

Sollten die zwei experimentellen Kalibrierkurven mit der Mie-Theorie ganz gut übereinstimmen, können die theoretischen Kurven zur Bildung der Kalibriermatrix $X_{256 \times 256}$ verwendet werden. Die theoretischen Kurven weisen häufig feine Oszillationen auf, besonders für nicht absorbierende Partikeln. Vor der Generierung der Matrix wird meistens eine Glättung der theoretischen Kalibrierkurven durchgeführt. Als Folge des Vorgehens in Abbildung 8.4 werden mehr als 256 Partikeldurchmesser (Klassen) zur Klassifikation der Partikeln herangezogen. Die Impulshöhenklassen sind (näherungsweise jedenfalls) gleichmäßig auf einer logarithmischen Skala verteilt.

8.2.3 Auswertung basierend auf den Matrizen

Anhand der Kalibriermatrix $X_{256 \times 256}$ wird die Partikelgrößenverteilung aus $N_{256 \times 256}$ dadurch ermittelt, dass die Partikelanzahl $n_{i,j}$, die jedem Element von $N_{256 \times 256}$ gehört, zu dem nächsten in der $X_{256 \times 256}$ eingetragenen Partikeldurchmesser zugeordnet wird.

8.3 Kalibrierung der Kurve

Dem Algorithmus entsprechend wird im Folgenden eine neue Vorgehensweise zur Kalibrierung der Kurve dargestellt. Monodisperse Aerosole werden zur Ermittlung der Impulshöhenverteilung von $(U1, U2)$ gemessen. Wie in Abbildung 8.2 dargestellt, sind alle Messpunkte rund um einen Punkt als Zentrum zerstreut verteilt. Das Zentrum $(U1_z, U2_z)$ wird mit Gleichung 8.4 charakterisiert.

$$\sum_{i=1}^N [(U1_i - U1_z)^2 + (U2_i - U2_z)^2] = \min \quad (8.4)$$

Sind $U1$ und $U2$ statistisch unabhängig, wird Gleichung 8.4 ersetzt durch:

$$\sum_{i=1}^N (U1_i - U1_z)^2 = \min \cap \sum_{i=1}^N (U2_i - U2_z)^2 = \min \quad (8.5)$$

Gleichung 8.5 wird weiter umgestellt in:

$$N \cdot U1_z^2 - 2 \cdot \sum_{i=1}^N (U1_i \cdot U1_z) + \sum_{i=1}^N U1_i^2 = \min \quad (8.6a)$$

$$N \cdot U2_z^2 - 2 \cdot \sum_{i=1}^N (U2_i \cdot U2_z) + \sum_{i=1}^N U2_i^2 = \min \quad (8.6b)$$

Löst man die Gleichungen, bekommt man das Zentrum:

$$(U1_z, U2_z) = \left(\frac{\sum_{i=1}^N U1_i}{N}, \frac{\sum_{i=1}^N U2_i}{N} \right) \quad (8.7)$$

Für das ermittelte Spektrum der Impulshöhe von U1 und U2 wird das Zentrum mit der Gleichung 8.8 berechnet. Dabei ist $n1_i$ ($n2_j$) die gezählte Anzahl der Impulshöhe i (j).

$$(i_z, j_z) = \left(\frac{\sum_{i=0}^{255} i \cdot n1_i}{N}, \frac{\sum_{j=0}^{255} j \cdot n2_j}{N} \right) \quad (8.8)$$

Die experimentell ermittelten Zentren $(U1_z, U2_z)$ sind zusammen mit der theoretischen Kurve in Abbildung 8.5 dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass alle Zentren auf oder ganz nahe an der theoretischen Kurve stehen. Zum Vergleich sind die Messpunkte von $(Up1_{50}, Up2_{50})$ auch darin aufgetragen. Sie fallen mit dem jeweiligen Zentrum zusammen oder liegen ganz nah nebeneinander. Deswegen kann das Zentrum in der normalen Anwendung durch den entsprechenden Messpunkt $(Up1_{50}, Up2_{50})$ ersetzt werden.

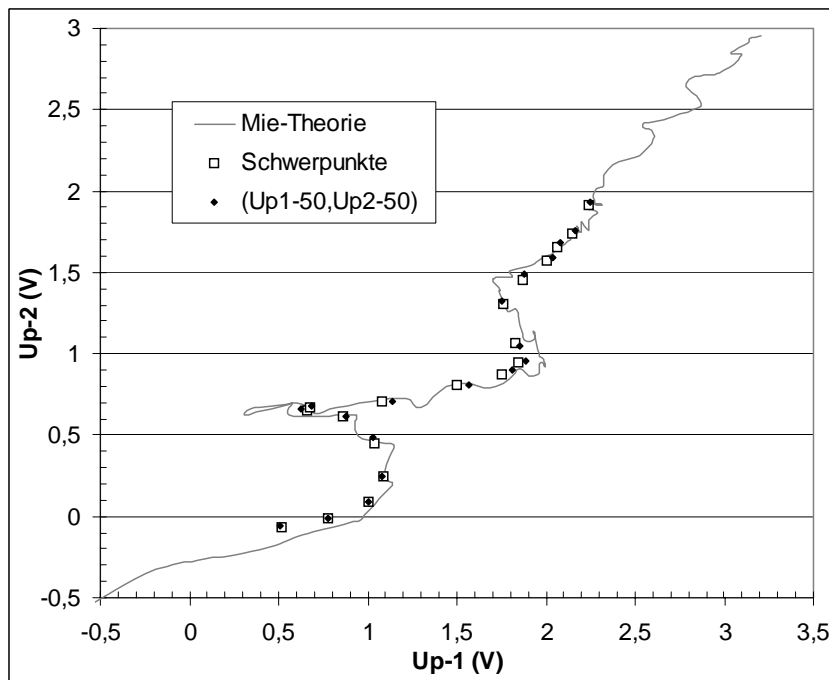


Abb. 8.5 Vergleich zwischen experimentellen Messpunkten und theoretischer Kalibrierkurve

8.4 Versuchsergebnisse und Diskussion

Die Partikelgrößenverteilung wird anhand von Messungen an monodispersen Aerosolen (DEHS-Tröpfchen) mit dem entwickelten Algorithmus nach Kapitel 8.2.3 ermittelt, wobei nur die Partikel, derer beide Signale fünfphasig sind, ausgewertet werden. Um die vermutlich täuschenden Signalpaare zu verwerfen (siehe Kapitel 9), sind die MDP von den Signalpaaren auf einen engen Bereich ($-5 \leq \text{MDP} \leq 5$) begrenzt. Abbildung 8.6 zeigt die Partikelgrößenverteilungen durch eine Auswertung aller Teilchen.

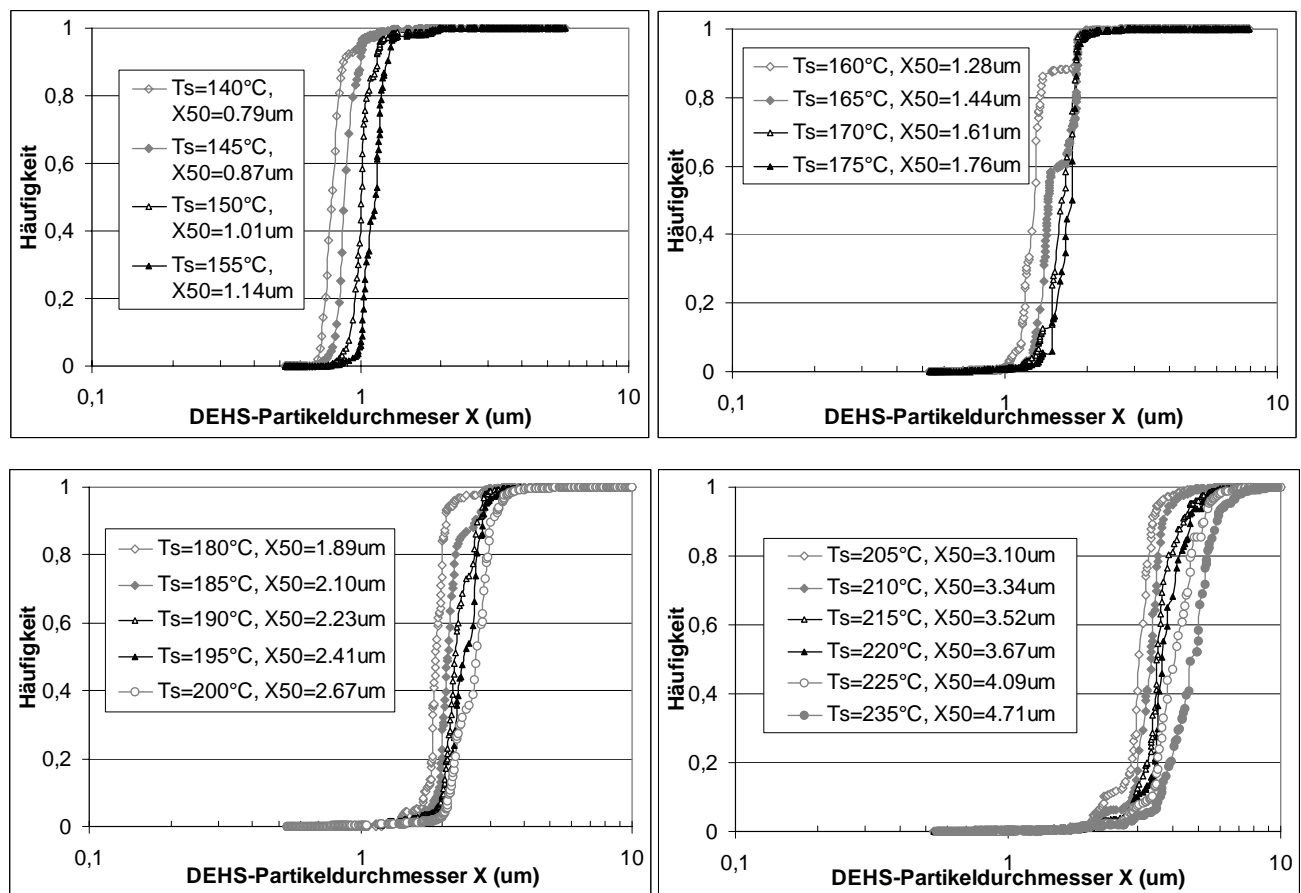


Abb. 8.6 Partikelgrößenverteilungen aus allen Messpunkten (Matrix-Methode)

Ein zufriedenstellendes Ergebnis wurde für alle Messungen mit verschiedener T_s -Einstellung von MAG-2000 erzielt. Durch den Algorithmus können alle Partikel im Prinzip in die jeweils richtige Klasse klassifiziert werden, obwohl die Kalibrierkurve vom System 1 stärker mehrdeutig ist (im Bereich $T_s=140^\circ\text{C}$ - 220°C , Abbildung 7.13), und die vom System 2 eine schlechte Auflösung (flache Strecke im Bereich von $T_s=160^\circ\text{C}$ - 180°C und $T_s=185^\circ\text{C}$ - 200°C) hat. Im Vergleich sind die Messergebnisse mit DEHS-Partikeln mit einem kommerziellen

Laser-Partikelzähler in Abbildung 8.7 dargestellt. Gemäß Abbildung 2.3 arbeitet das Gerät mit einem Empfangssystem, und damit sind keine guten Ergebnisse gegeben.

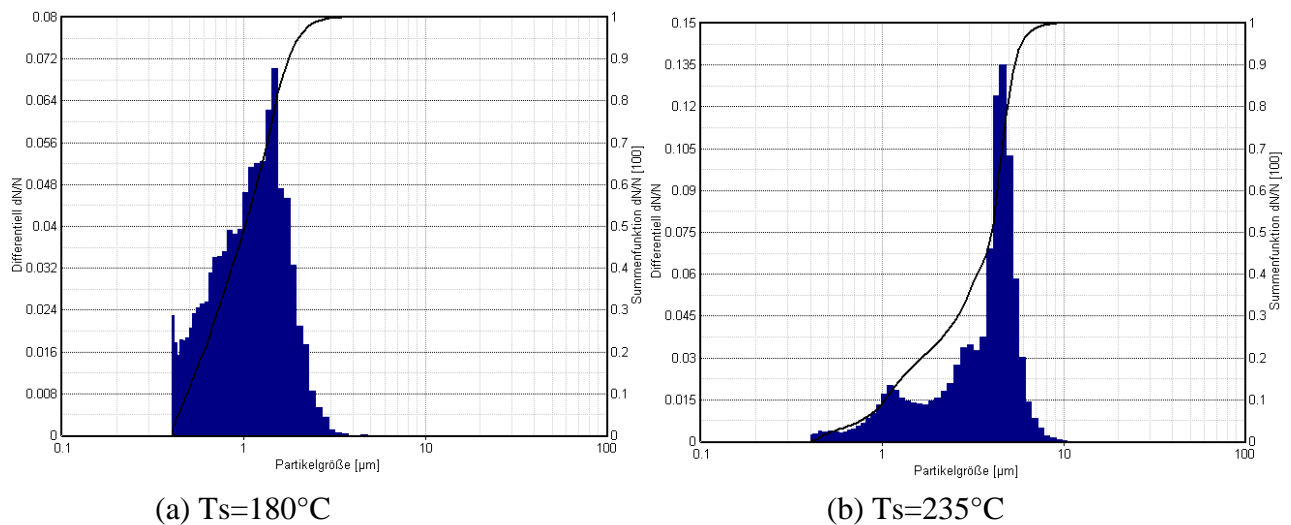


Abb. 8.7 Messergebnisse von DEHS-Partikeln mit einem kommerziellen Laser-Partikelzähler (Kurve: Summenverteilung, Balkendiagramm: Dichteverteilung).

Zu dem entwickelten Matrix-Algorithmus ist folgendes zu bemerken: Bei manchen Messungen ist die Partikelgrößenverteilung bimodal, d.h. es wird eine kleine Fraktion, die in der Realität nicht existiert, neben der Hauptmode gezeigt. Die Entstehung einer zweiten und sogar dritten Fraktion hat zwei Gründe. Auf einer Seite sind die Impulshöhen unter dem Einfluss von verschiedenen Fehlerquellen verteilt. Was diesen Punkt betrifft, gibt es keinen Unterschied zu den herkömmlichen Zählgeräten. Auf der anderen Seite ist die Anwesenheit einer nicht idealen Stelle der U1-U2-Kalibrierkurve Grund für das Auftauchen der zweiten Fraktion. Bei den scharfen Ecken, oder bei den Überschneidungspunkten wird die Partikel sprunghaft in einer anderen weiter entfernten Klasse landen, wenn ihr Messpunkt ($U1, U2$) mit einem Fehler behaftet ist. Ein typisches Beispiel ist die Messung bei $T_s = 160^\circ\text{C}$, wobei die Partikeln hauptsächlich in zwei Klassen, deren Differenz etwa $0.2 \mu\text{m}$ beträgt, verteilt werden. D.h., aus dem ganz langen scharfen Eck, das bei der vorhandenen Kalibrierkurve gebildet ist, wird sich der Fehler (die Auflösung) von $0.2 \mu\text{m}$ im schlimmsten Fall ergeben. Damit stellt sich der Unterschied zwischen diesem Algorithmus und der konventionellen Methode zur Klassifikation der Partikelgrößen dar. In manchen Summenverteilungen zeigten sich manchmal einige kleine Wendepunkte, sie sind einerseits aus den entstehenden kleinen Ecken der U1-U2-Kalibrierkurve und andererseits durch die zu hoch gewählte Auflösung der

Klassen verursacht. Durch Verminderung der Größenklassen verschwinden die meisten solcher Punkte.

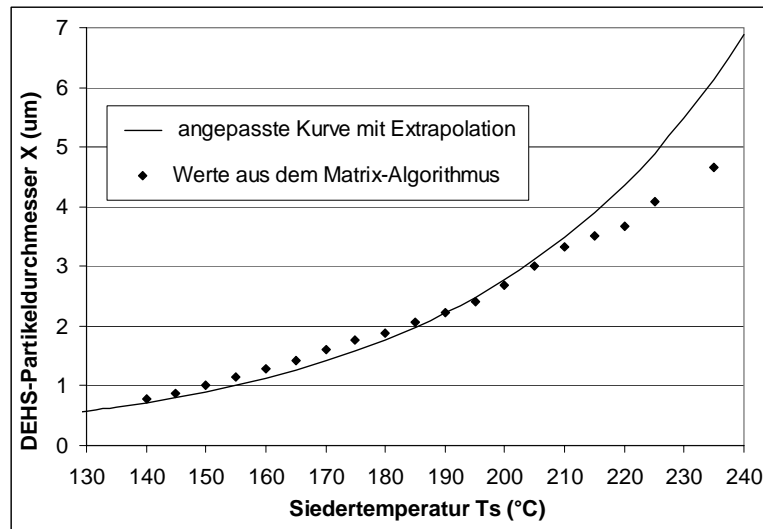


Abb. 8.8 Vergleich der mit zwei Methoden bestimmten DEHS-Partikeldurchmesser

Die mit diesem Algorithmus ausgerechneten Partikeldurchmesser sind zusammen mit der durch Extrapolation bestimmte T_s -X-Kurve in Abbildung 8.8 aufgetragen. Außer den letzten Messpunkten stimmen die durch beide Methoden ermittelten Partikeldurchmesser gut überein. Bei den Messwerten der größten Partikeldurchmesser sind größere Differenzen ausgewiesen. Die möglichen Ursachen sind einerseits, dass die durch die Extrapolation von kleinen Partikeln erhaltenen Partikeldurchmesser nach der Korrektur noch überschätzt bleiben. Andererseits ist die Auflösung der vorhandenen Kalibrierkurven im Grobbereich schlechter. Das lässt sich durch den flachen Verlauf der X-U1- und X-U2- Kurve sowie die Anwesenheit von vielen kleinen Ecken auf der U1-U2-Kurve verdeutlichen. Deswegen wird durch die direkte Verwendung der theoretischen Kalibrierkurven ein kleiner Fehler (Ungenauigkeit) eine große Verschiebung der Partikelgrößenverteilung verursachen. Um die Hauptursache aus beiden zu identifizieren, wurden zwei X-Up-Kalibrierkurven (siehe Abbildung 8.9) erneut überprüft, wobei die Partikeldurchmesser mit den durch den Matrix-Algorithmus erhaltenen Werten aufgetragen werden. Im Vergleich mit den in Abbildung 7.13 dargestellten Kurven, bei denen die durch Extrapolation gewonnenen Partikeldurchmesser verwendet sind, wird eine Übereinstimmung zwischen der theoretischen und experimentellen Kurve in Abbildung 8.9 für beide Systeme klar ersichtlich. Damit steht als Hauptursache wahrscheinlich die Überschätzung der größten Partikeldurchmesser durch die Extrapolation.

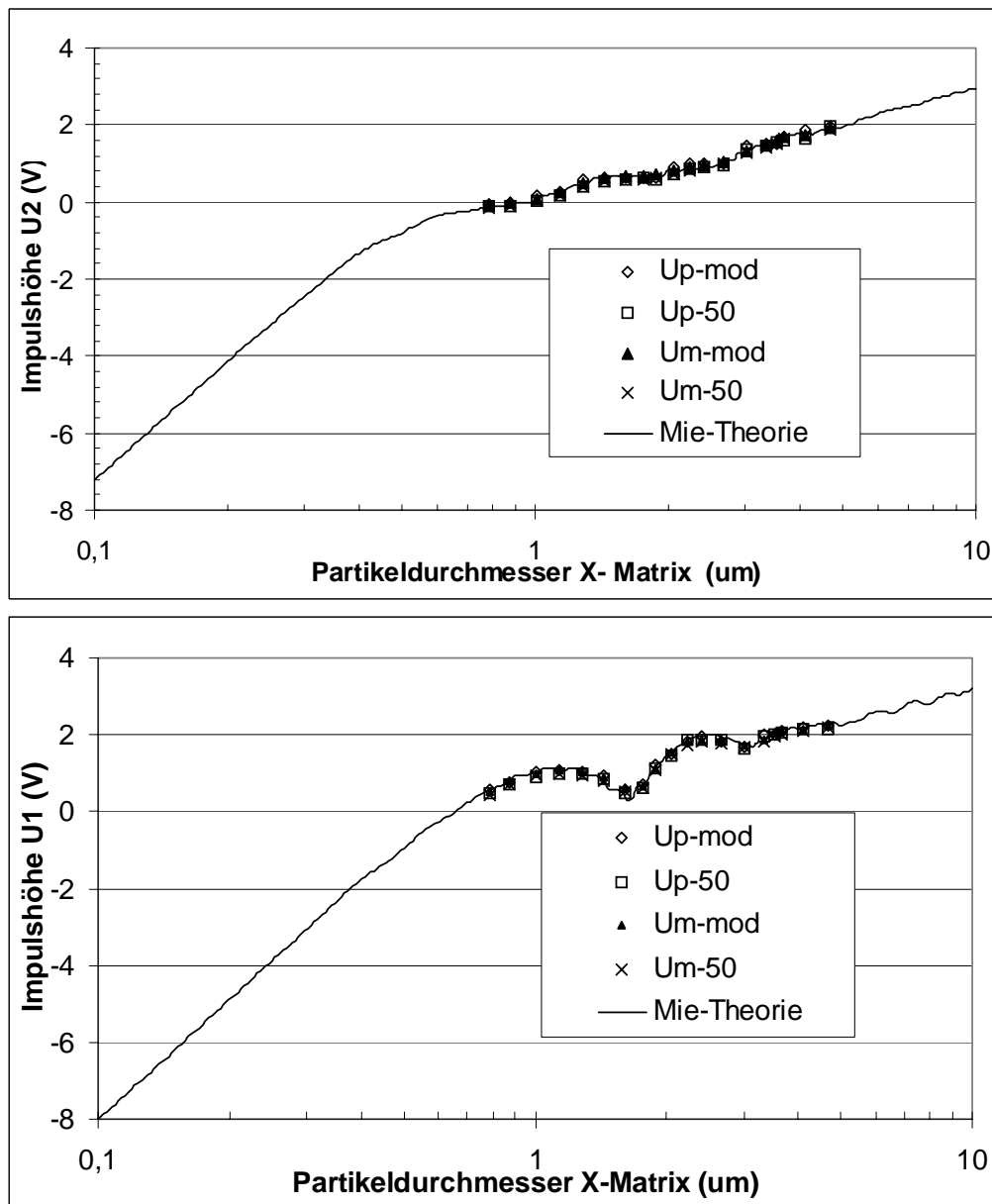


Abb. 8.9 Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Kalibrierkurven (DEHS-Partikeldurchmesser sind mit dem Matrix-Algorithmus ausgerechnet.)

Die in Abbildung 8.9 dargestellte theoretische Kurve gibt die idealen Positionen der Signalpaare von kugelförmigen Teilchen an. Wenn die gemessene Partikel von einer kugelförmigen Gestalt abweicht oder aus anderem Material (mit einem anderen Brechungsindex) besteht, wird der ermittelte Messpunkt weit außerhalb dieser theoretischen Kurve fallen, so dass sie durch den Matrix-Algorithmus leicht erkannt, und bei der Auswertung verworfen wird. Auch die Messpunkte, die stark mit Koinzidenzfehler und Randzonenfehler behaftet oder mit großem Rauschsignal überlagert sind, werden wegen der großen Abweichung bei der nachfolgenden Auswertung ausgeschlossen. In Abbildung 8.2

sind die Messpunkte je nach ihren Abweichungen (mit dem Parameter U_{rx}) in drei Teile eingeteilt. Werden nur die der Kurve nächstliegenden Messpunkte ($U_{rx} \leq 0.08V$) ausgewertet, wird die Partikelgrößenverteilung im Allgemeinen messtechnisch besser wiedergegeben (Abbildung 8.10).

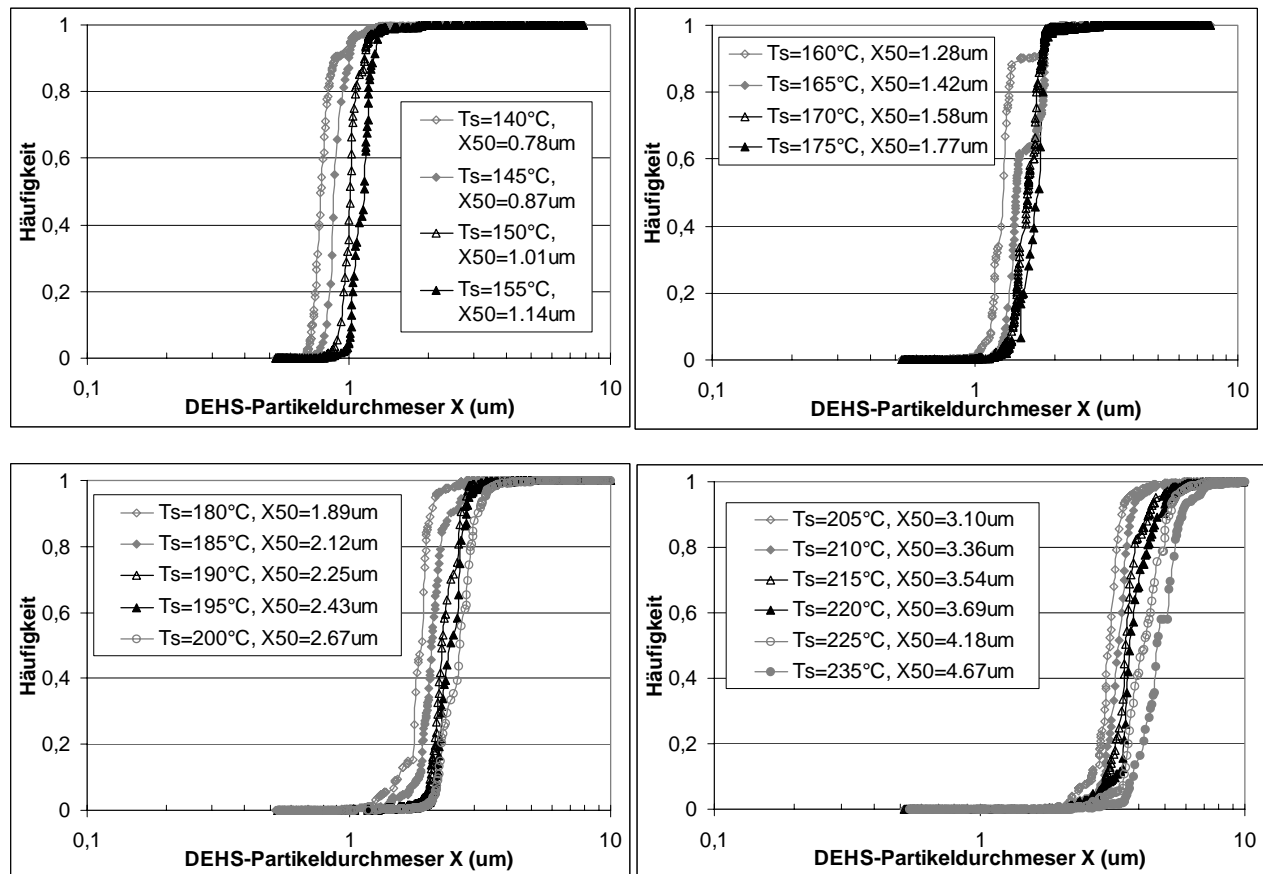


Abb. 8.10 Partikelgrößenverteilungen der Messpunkte mit $U_{rx} \leq 0.08V$ (bestimmt durch die Matrix-Methode)

8.5 Ausblick und Weiterentwicklung

Im obigen Abschnitt wurde ein Matrix-Algorithmus zur Ermittlung der Partikelgrößen ausführlich erläutert, und zufriedenstellende Ergebnisse wurden beim Einsatz eines Modells der Partikelgrößenzuordnung erzielt. Dieses verwendete Modell ist ein einfaches Modell, und es gilt für allgemeine Situationen. Im Rahmen der Matrix-Methode sind noch andere Modelle für die Zuordnung der Partikelgrößen und weitere Entwicklungen möglich.

Mit einem bestimmten Vorwissen zum Fehlerverhalten, das für die Streuung der Messpunkte verantwortlich ist, sind spezielle Modelle zur Zuordnung der Partikelgröße einsetzbar. Im Folgenden werden zwei Modelle für verschiedene Einsatzfälle beispielhaft vorgestellt.

Je nach dem Einfluss auf beide Signale des Signalpaares können alle Fehlerquellen im Prinzip in zwei Gruppen eingeteilt werden: kohärente und inkohärente Fehlerquellen. Unter einer kohärenten Fehlerquelle versteht man die Fehlerquelle, die gleichzeitig beide Signale beeinflusst, z.B. die Intensitätsschwankung der Beleuchtung. Die inkohärenten Fehlerquellen sind das Gegenteil. Wenn inkohärente Fehlerquellen bei der verwendeten Messeinrichtung dominieren, kann das Modell (1) unter der Annahme eingesetzt werden, dass die Fehlergrößen von den eigenen Signalhöhen U_{p-1} und U_{p-2} unabhängig sind.

- (1) Der Messpunkt wird der Partikelgröße des auf der Kurve liegenden Punktes (U_{x-1}, U_{x-2}) zugeordnet, der den kleinsten Wert von $|(U_{x-1} - U_{p-1}) \cdot (U_{x-2} - U_{p-2})|$ hat.
- (2) Der Messpunkt wird der Partikelgröße des auf der Kurve liegenden Punktes zugeordnet, der mit dem Messpunkt eine Neigung von 45° hat. Wenn zwei oder mehrere Punkte auf der Kurve die Bedingung erfüllen können, wird der nächst entfernte gewählt.

Dieses Modell eignet sich für den Fall, dass die Inhomogenität der Intensität des Messvolumens die Hauptursache für die Streuung der Messpunkte ist. Unter Berücksichtigung der Wirkung der Intensität auf zwei Signalhöhen U_{p-1} und U_{p-2} wird immer eine gleiche Steigerung oder Absenkung von beiden Signalen ($\Delta U_{p-1} = \Delta U_{p-2}$) aus der gleichen Intensitätsänderung beim Einsatz von zwei baugleichen logarithmischen Verstärkern resultieren. Der Messpunkt verschiebt sich somit immer mit 45° nach oben oder unten (Abbildung 8.11).

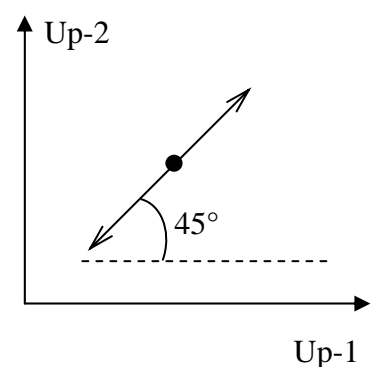


Abb. 8.11 Messfehler aus den Intensitätsschwankungen

9. Koinzidenzfehler der Messeinrichtung (Theorie)

Zum Thema der Koinzidenzen bei OPZ finden sich zahlreiche Literaturstellen [38-40, 59-62]. Raasch und Umhauer haben die Koinzidenzen für ein quaderförmiges Messvolumen systematisch untersucht und in 1984 eine Theorie zur Korrektur gegen den Koinzidenzfehler veröffentlicht [9]. Für die neuartige Abgrenzung des Messvolumens, das durch die Überschneidung der zwei Empfangswege der zwei Systeme innerhalb des Laserstrahls entstanden ist, wird das Verhalten der Koinzidenzen vom LAZEW in diesem Kapitel diskutiert.

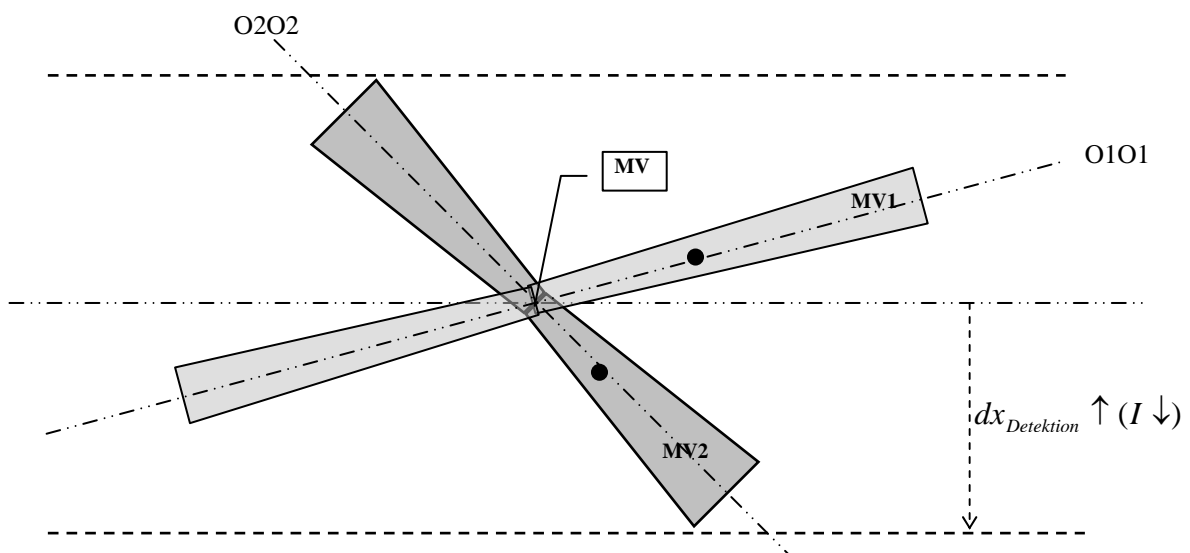


Abb. 9.1 Koinzidenzfehler des Versuchsaufbaus

9.1 Koinzidenzfehlerquellen der Messeinrichtung

Bei der Auswertung tragen nur die Signale, die aus dem Messvolumen MV empfangen werden, der endgültigen Impulshöhenverteilung bei. Aber was die Koinzidenzen beim LAZEW betrifft, außer der konventionellen Koinzidenz, die aus der gleichzeitigen Anwesenheit von zwei oder mehr Partikeln innerhalb des Messvolumens MV resultiert, kommen noch andere Quellen der Koinzidenz vor. Eine vollständige Erfassung aller

Koinzidenzquellen erfordert, das komplette Messvolumen zu analysieren. Es wird im Folgenden in einige Zonen (Abbildung 9.1) aufgeteilt:

Das individuelle Messvolumen (*aktiv*): $MV1, MV2$;

Das gemeinsame Messvolumen: $MV = MV1 \cap MV2$;

Das individuelle Messvolumen (*aktiv*) außer dem MV : $B1, B2$;

Das gesamte Messvolumen (*aktiv*): $MV(1+2) = MV1 \cup MV2$;

In der folgenden Diskussion sind vereinfacht nur die Koinzidenzen durch die gleichzeitige Anwesenheit von zwei Partikeln im Messvolumen zu unterscheiden. N_X ist die *wahre (nicht die gezählte)* Anzahl der Partikeln, die durch Zone X gelaufen sind. A_X ist die Eintrittsfläche der Zone X (die Projektion auf der XY-Ebene). Das Symbol P_{X+Y} beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die gleichzeitige Anwesenheit von zwei Partikeln, wobei die eine innerhalb des Bereiches X und die andere innerhalb des Bereiches Y durchgelaufen ist. X, Y sind eine beliebige Zone von $MV, MV1, MV2, B1, B2$. N_{X+Y} ist die Partikelanzahl mit dem entsprechenden Koinzidenzfehler.

Im gesamten Messvolumen liegen mehrere potenzielle Koinzidenzquellen vor. Zwischen solchen Koinzidenzfällen bestehen folgende Zusammenhänge

$$N_{MV1+MV1} = N_{MV+MV} + N_{B1+B1} + N_{MV+B1} \quad (9.1)$$

$$N_{MV2+MV2} = N_{MV+MV} + N_{B2+B2} + N_{MV+B2} \quad (9.2)$$

$$N_{MV(1+2)+MV(1+2)} = N_{MV1+MV1} + N_{MV2+MV2} + N_{B1+B2} - N_{MV+MV} \quad (9.3)$$

Bei der Auswertung werden nicht alle Koinzidenzquellen die endgültige Impulshöhenverteilung beeinflussen. Z.B. N_{B1+B1} und N_{B2+B2} werden auf Grund ihrer Erkennbarkeit nur von einem Empfangssystem schon bei der Signalverarbeitung total verworfen, so dass sie für die Messergebnisse harmlos sind. Beim LAZEW stellen $P_{MV(1+2)+MV(1+2)}$ und P_{MV+MV} zwei Grenzfälle des Koinzidenzfehlers dar. Es wird überschätzt, wenn $P_{MV(1+2)+MV(1+2)}$ zum Einschätzen der gesamten Koinzidenzen herangezogen ist. Das Heranziehen von P_{MV+MV} bewirkt das Gegenteil. Die die endgültige Impulshöhenverteilung beeinflussenden Koinzidenzquellen werden unten zusammengefasst und erläutert.

(I) N_{MV+MV} : für beide Empfangssysteme, die Partikelanzahl wird somit unterschätzt, und die Impulshöhen von beiden Signalen sind höher gemessen.

(II) N_{MV+B1} : nur für System 1, die Partikelanzahl ist dadurch nicht beeinflusst, aber das Signal vom System 1 wird größer gemessen.

(III) N_{MV+B2} : nur für System 2, die Partikelanzahl ist nicht beeinflusst, aber das Signal vom System 2 wird größer gemessen.

(IV) N_{B1+B2} : für beide Systeme, die Partikelanzahl wird dadurch überschätzt, weil keine Partikel tatsächlich durch das Messvolumen MV fliegt. Das dadurch entstehende Signalpaar ist täuschend. Weil zwei Partikeln in der Regel nur mit sehr kleiner Wahrscheinlichkeit gleichzeitig auf dem jeweiligen Messvolumen MV1 und MV2 ankommen, zeigt ein täuschendes Signalpaar eine erheblichere MDP. Durch Begrenzung der MDP auf einen kleinen Bereich kann die Koinzidenz IV im Prinzip beseitigt werden.

Was die Koinzidenzen II und III betrifft, so werden sie unter Verwendung der T-Blenden mit der gleichen Maßnahme nur teilweise beseitigt für den Fall, dass die durch B1 bzw. B2 laufende Partikel eher als die andere ankommt. Für den umgekehrten Fall bleiben die Koinzidenzen auf Grund der Unerreichbarkeit der zweiten MDP auf den Abfallseiten des Signalpaars unbeseitigt. Mit der MDP sind die Koinzidenzquellen von IV und II bzw. III nicht zu unterscheiden. Für eine saubere Impulshöhenermittlung werden die Signalpaare mit großer MDP nicht ausgewertet. Die Partikelanzahl ist somit einigermaßen unterschätzt.

Die gesamte durch Koinzidenzen verfälschte Partikelanzahl wird je nach der verwendeten Auswertungsmethode unterschieden. Wenn die Impulshöhenverteilung für jedes System separat ermittelt wird, kann sie für das jeweilige System mit Gleichung 9.4 und 9.5 berechnet werden.

$$N_{MV1+MV1} = N_{MV+MV} + \frac{1}{2} N_{MV+B1} \quad (9.4)$$

$$N_{MV2+MV2} = N_{MV+MV} + \frac{1}{2} N_{MV+B2} \quad (9.5)$$

Werden zwei Systeme kombiniert zur Auswertung (z.B. mit dem Matrix-Algorithmus in Kapitel 8) eingesetzt, setzt sich die verfälschte Partikelanzahl aus drei Teilen zusammen:

$$N_{MV(1+2)+MV(1+2)} = N_{MV+MV} + \frac{1}{2}(N_{MV+B1} + N_{MV+B2}) \quad (9.6)$$

Dabei können N_{MV+B1} und N_{MV+B2} jeweils aus Gleichung 9.2 und 9.3 ermittelt werden mit:

$$N_{MV+B1} = N_{MV1+MV1} - N_{MV+MV} - N_{B1+B1} \quad (9.7)$$

$$N_{MV+B2} = N_{MV2+MV2} - N_{MV+MV} - N_{B2+B2} \quad (9.8)$$

9.2 Einschätzen des Koinzidenzfehlers

Die Koinzidenzen werden als die gleichzeitige Anwesenheit von mindestens zwei Partikeln im Messvolumen bezeichnet. In Bezug auf die zeitlichen Partikelabstände bedeutet das, dass der zeitliche Abstand τ zwischen den beiden nacheinander durch das Messvolumen laufenden Partikeln kürzer als die Signaldauer ist. Aus der Kenntnis von Kapitel 7.1 wird die Wahrscheinlichkeit dafür mit Gleichung 9.9 gegeben.

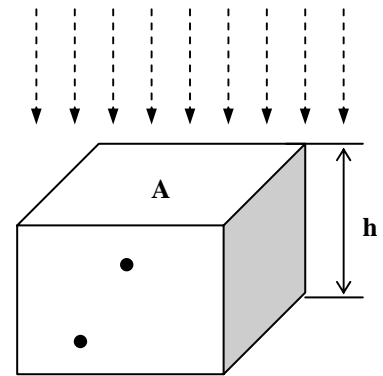


Abb. 9.2 Koinzidenzfehler

$$P(\tau \leq t_{\text{Signaldauer}}) = 1 - \exp(-\alpha \cdot t_{\text{Signaldauer}}) \quad (9.9)$$

α ist die Partikelrate mit $\alpha = \frac{N_{MV}}{T_{\text{Messdauer}}}$.

Werden alle auftauchenden Koinzidenzen nur als die von zwei Partikeln angesehen (keine Koinzidenzkette und keine Mehrfachkoinzidenz [9]), dann sind an jeder Koinzidenz zwei Partikeln beteiligt. Die durch die Koinzidenzen verfälschte Partikelanzahl ist

$$\begin{aligned} N_{\text{Koinzidenz}} &= 2 \cdot N_{MV} \cdot P(\tau \leq t_{\text{Signaldauer}}) = 2 \cdot N_{MV} \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot t_{\text{Signaldauer}})] \\ &= 2 \cdot N_{MV} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{N_{MV}}{T_{\text{Messdauer}}} \cdot \frac{h}{v}\right) \right] = 2 \cdot N_{MV} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{C_n \cdot A \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}}}{T_{\text{Messdauer}}} \cdot \frac{h}{v}\right) \right] \\ &= 2 \cdot N_{MV} \cdot [1 - \exp(-C_n \cdot A \cdot h)] = 2 \cdot N_{MV} \cdot [1 - \exp(-C_n \cdot V_{MV})] \end{aligned} \quad (9.10)$$

Hierbei:

C_n : Partikelanzahlkonzentration.

N_{MV} : Wahre Partikelanzahl.

V_{MV} : Volumen des Messvolumens.

A : Eintrittsfläche der Partikeln.

v : Partikelgeschwindigkeit im Messvolumen.

Bei $C_n \cdot V_{MV} \ll 1$ vereinfacht sich die Gleichung 9.10 zu Gleichung 9.11

$$N_{Koinzidenz} \approx 2 \cdot N_{MV} \cdot C_n \cdot V_{MV} \quad (9.11)$$

Der durch Koinzidenzfehler verfälschte Partikelanzahlanteil ist:

$$P_{Koinzidenz} = \frac{N_{Koinzidenz}}{N_{MV}} = 2 \cdot C_n \cdot V_{MV} \quad (9.12)$$

Setzt man Gleichung 9.11 in die Gleichung 9.7 ein, folgt

$$\begin{aligned} N_{MV+B1} &= N_{MV1+MV1} - N_{MV+MV} - N_{B1+B1} \\ &= 2 \cdot N_{MV1} \cdot C_n \cdot V_{MV1} - 2 \cdot N_{MV} \cdot C_n \cdot V_{MV} - 2 \cdot N_{B1} \cdot C_n \cdot V_{B1} \\ &= 2 \cdot C_n \cdot (N_{MV1} \cdot V_{MV1} - N_{MV} \cdot V_{MV} - N_{B1} \cdot V_{B1}) \\ &= 2 \cdot C_n^2 \cdot v \cdot T_{Messdauer} \cdot (A_{MV1} \cdot V_{MV1} - A_{MV} \cdot V_{MV} - A_{B1} \cdot V_{B1}) \\ &= 2 \cdot C_n^2 \cdot v \cdot T_{Messdauer} \cdot [(A_{MV} + A_{B1}) \cdot (V_{MV} + V_{B1}) - A_{MV} \cdot V_{MV} - A_{B1} \cdot V_{B1}] \\ &= 2 \cdot C_n^2 \cdot v \cdot T_{Messdauer} \cdot (A_{MV} \cdot V_{B1} + A_{B1} \cdot V_{MV}) \end{aligned} \quad (9.13)$$

Analog wie Gleichung 9.13, folgt aus Gleichung 9.8

$$N_{MV+B2} = 2 \cdot C_n^2 \cdot v \cdot T_{Messdauer} \cdot (A_{MV} \cdot V_{B2} + A_{B2} \cdot V_{MV}) \quad (9.14)$$

Setzt man Gleichung 9.13 und 9.14 in die Gleichung 9.4, 9.5 und 9.6 ein, ergeben sich die Gleichungen:

$$\begin{aligned}
N_{MV1+MV1} &= N_{MV+MV} + \frac{1}{2} N_{MV+B1} \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot [2 \cdot A_{MV} \cdot V_{MV} + (A_{MV} \cdot V_{B1} + A_{B1} \cdot V_{MV})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot [(A_{MV} \cdot V_{MV} + A_{MV} \cdot V_{B1}) + (A_{MV} \cdot V_{MV} + A_{B1} \cdot V_{MV})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot [A_{MV} \cdot (V_{MV} + V_{B1}) + V_{MV} \cdot (A_{MV} + A_{B1})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot (A_{MV} \cdot V_{MV1} + V_{MV} \cdot A_{MV1}) \tag{9.15}
\end{aligned}$$

Analog gilt:

$$N_{MV2+MV2} = C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot (A_{MV} \cdot V_{MV2} + V_{MV} \cdot A_{MV2}) \tag{9.16}$$

$$\begin{aligned}
N_{\text{Koinzidenz}} &= N_{MV+MV} + \frac{1}{2} (N_{MV+B1} + N_{MV+B2}) \\
&= 2 \cdot C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot \left[A_{MV} \cdot V_{MV} + \frac{1}{2} (A_{MV} \cdot V_{B1} + A_{B1} \cdot V_{MV} + A_{MV} \cdot V_{B2} + A_{B2} \cdot V_{MV}) \right] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} [2 \cdot A_{MV} \cdot V_{MV} + (A_{MV} \cdot V_{B1} + A_{B1} \cdot V_{MV} + A_{MV} \cdot V_{B2} + A_{B2} \cdot V_{MV})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} [(A_{MV} \cdot V_{MV} + A_{MV} \cdot V_{B1} + A_{MV} \cdot V_{B2}) + (A_{MV} \cdot V_{MV} + A_{B1} \cdot V_{MV} + A_{B2} \cdot V_{MV})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} [A_{MV} (V_{MV} + V_{B1} + V_{B2}) + V_{MV} (A_{MV} + A_{B1} + A_{B2})] \\
&= C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} (A_{MV} \cdot V_{MV(1+2)} + V_{MV} \cdot A_{MV(1+2)}) \tag{9.17}
\end{aligned}$$

Der durch Koinzidenzfehler verfälschte Partikelanzahlanteil für zwei Situationen kann im Prinzip mit Gleichung 9.18 eingeschätzt werden. Dabei X steht für MV1, MV2 oder MV(1+2).

$$\begin{aligned}
\delta_{\text{Koinzidenz}} &= \frac{N_{\text{Koinzidenz}}}{N_{MV}} \\
&= \frac{C_n^2 \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot (A_{MV} \cdot V_X + V_{MV} \cdot A_X)}{C_n \cdot v \cdot T_{\text{Messdauer}} \cdot A_{MV}} \\
&= C_n \cdot \left(V_X + \frac{A_X}{A_{MV}} \cdot V_{MV} \right) \approx 2 \cdot C_n \cdot (A_X \cdot V_X) \\
&= 2 \cdot C_n \cdot V_X \tag{9.18}
\end{aligned}$$

Für X=MV(1+2) wird sich $\delta_{\text{Koinzidenz}} = 2 \cdot C_n \cdot V_{MV(1+2)}$ ergeben. Es hat die gleiche Form wie $P_{MV(1+2)+MV(1+2)}$ (siehe Gleichung 9.12). Aber der wesentliche Unterschied zwischen ihnen liegt an ihren mathematischen Bedeutungen. $P_{MV(1+2)+MV(1+2)}$ ist der Anteil der durch den

Koinzidenzfehler verfälschten Partikelanzahl an den gesamten Partikeln, die durch den ganzen Messbereich $MV(1+2)$ gelaufen sind.

9.3 Diskussion und Ausblick

Bei der Messeinrichtung LAZEW tragen außer der konventionellen Koinzidenzquelle [9] auch zusätzliche Quellen zur Koinzidenz bei. Durch Begrenzung der MDP innerhalb eines kleinen Bereiches kann die Fehlerquelle IV (N_{B1+B2}) fast ganz ausgeschlossen werden. Aber es werden die Quellen II und III nur teilweise beseitigt, und sie tragen weiterhin zu dem endgültigen Koinzidenzfehler bei. Das hat die Folge,

dass der gesamte Koinzidenzfehler vom aktiven Messvolumen des Empfangssystems abhängt, der wiederum je nach der Partikelgröße (Impulshöhe) variiert. Die Voraussetzung für die Korrektur in [9] (μ_z ist für jede Partikelgröße konstant) ist nicht erfüllt. Sie ist in die Messeinrichtung LAZEW nicht übertragbar. Um die zusätzlichen Koinzidenzquellen (N_{MV+B1}, N_{MV+B2}) weiter zu beseitigen, wäre eine gängige Maßnahme die Begrenzung der MDP auf den Abfallsflanken der Signalpaare, die jedoch bei Verwendung der T-Blenden schwer erhalten werden kann (siehe Abbildung 9.4a). Daher können die Blenden mit der Öffnung in Abbildung 9.3 zweckmäßig verwendet werden, wobei die zweite MDP (Abbildung 9.4b) leicht erreichbar ist. Im Vergleich mit der T-Blende wird die Zonenaufteilung dadurch nicht verändert. Danach bleibt wie bei der konventionellen Messvolumenabgrenzung nur die Koinzidenz (I) hauptsächlich übrig.

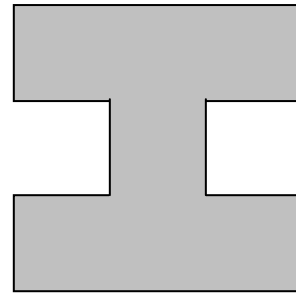


Abb. 9.3 Blendenform gegen die Koinzidenzen II und III

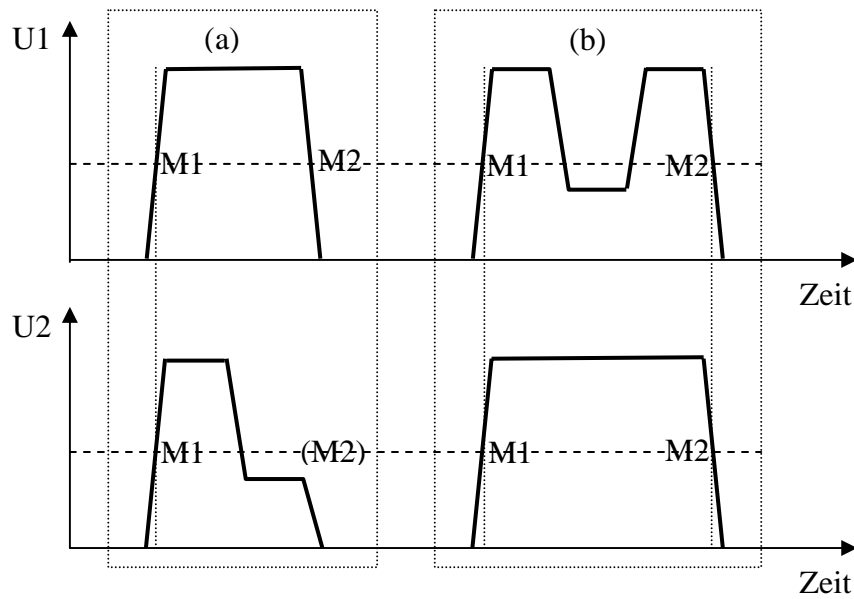


Abb. 9.4 MDP aus verschiedenen Blendenform: (a) aus zwei T-Blenden (b) aus Blenden in Abb. 9.3

Abbildung 9.5 stellt die Verteilungen von Trig-DP und MDP dar. Im Vergleich mit Trig-DP-Verteilungen sind einheitliche Verteilungen von der MDP für unterschiedliche Partikelgrößen (außer ganz schwachen Signalen: $T_s = 140^\circ\text{C}$ und 150°C) gegeben. Daraus zieht man den Schluss, dass für die Erkennung der täuschenden Signalpaare die MDP mehr geeignet ist als die Trig-DP.

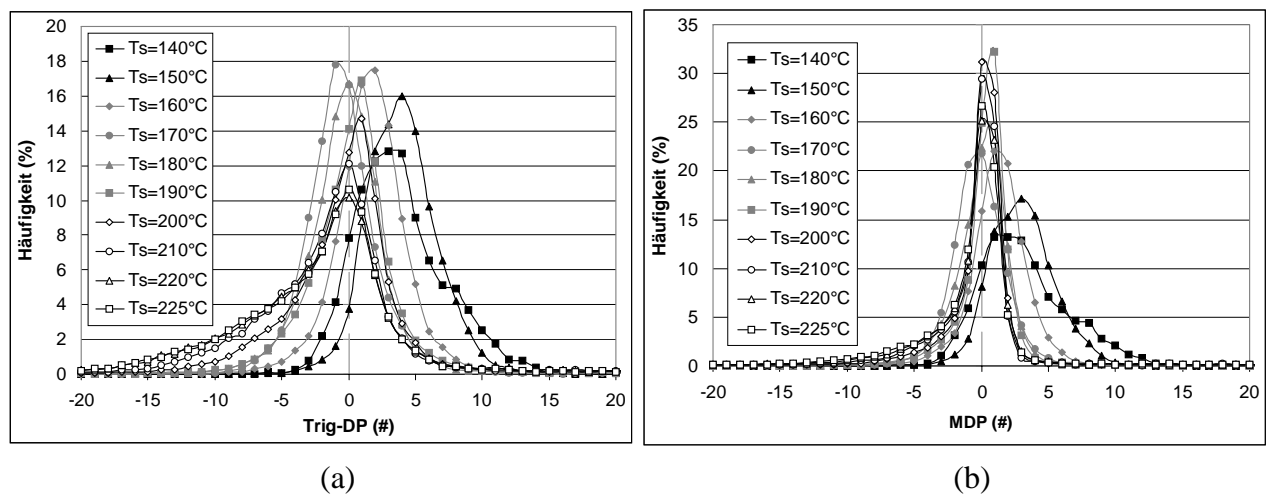


Abb. 9.5 Vergleich zwischen MDP- und Trig-DP-Verteilungen

10. Zusammenfassung und Ausblick

In Bezug auf die Beleuchtungsart teilen sich die Optischen Partikelzähler (OPZ) in zwei Gruppen ein: Geräte mit einer monochromatischen (Laser) bzw. einer weißen (polychromatischen) Lichtquelle. Der Laser zeichnet sich als Lichtquelle durch eine Reihe von Vorteilen bei messtechnischen Anwendungen aus. Aber sein Nachteil beim OPZ ist auch kaum zu übersehen. Die Mehrdeutigkeit der vom Laserlicht gelieferten Zuordnung zwischen Signalthöhe und Partikeldurchmesser verhindert meistens die genauere d.h. eindeutige Bestimmung der Partikelgrößen. Die Maßnahme, das Streulicht in einem großen Raumwinkelbereich zu empfangen, hilft nur wenig, besonders beim Einsatz für einen breiten Brechungsindexbereich. Deswegen beschränkt sich der optische Partikelzähler mit Laserlicht häufig auf den Lichtempfang im Vorwärtsbereich, wodurch der Einfluss vom Brechungsindex der zu untersuchenden Partikeln minimiert wird. Aber auf Grund der für die Messvolumenabgrenzung benötigten aerodynamischen Fokussierung ist nur eine eingeschränkte Messung in-situ möglich.

Mit dem Ziel, den Laserlicht-Partikelzähler zur genauen Ermittlung der Partikelgrößen einzusetzen, und dabei die berührungslose Messung ermöglichen zu können, wurde ein Messgerät mit zwei verschiedenen Empfangswinkelbereichen (**LAZEW**) im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und systematisch untersucht, wobei ein rein optisch abgegrenztes Messvolumen durch die Überschneidung von zwei mittels eines Blende/Linsen-Systems entstehenden Lichtempfangswegen realisiert wurde. Anhand von Rechteck- und T-Blenden wurden unterschiedliche Maßnahmen zur sicheren Abgrenzung einer Messzone ohne Randzonenfehler systematisch analysiert. Derer Nachteile und Vorteile wurden erläutert und durch nachfolgende Versuchsergebnisse verdeutlicht. Auf Basis der Simulation der Signalformen wurden die geeignete Blendenform und die optimalen Abmessungen unter Berücksichtigung der ausgewählten Empfangswinkel ausgewählt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Signalhalbwertsdauer der Signale t_M (HP) zum Verwerfen der Signale, die wahrscheinlich nicht korrekt gemessen sind, eingeführt und bei der Signalverarbeitung benutzt. Wegen ihrer Unabhängigkeit von der Bildgröße D_{Spot} wurden einheitliche Verteilungen von t_M für unterschiedliche Partikelgrößen gefunden. Demselben Gedanken lag die Einführung der Bedingung $U_{P-Sub} \geq 0.5 \cdot U_P$ zur Verifikation der Partikelsignale bei der Signalauswertung zugrunde, um eine für alle Partikelgrößen eindeutig

definierte Eintrittsfläche zu bestimmen, und die Partikelanzahlkonzentration ohne Schwierigkeiten zu bestimmen.

Die Eigenschaften der Signalkombinationen, die sich aus der optimalen Messvolumenabgrenzung ergeben, wurden in der vorliegenden Arbeit diskutiert und bei der optischen Justierung genutzt.

Um eine systematische Partikel-Analyse mit dem LAZEW ermöglichen zu können, werden viele Parameter der Messsignale bei der Signalverarbeitung bestimmt. Dafür erweist sich die konventionell betriebene analoge Signalverarbeitung als nicht ausreichend. Aus diesem Grund wurde eine Messkarte NI5112 (Firma National Instruments) im LAZEW eingesetzt. Durch sorgfältiges Konfigurieren der Messkarte und die optimierte Softwareroutine wird eine kontinuierliche Signalaufnahme mit Messung in Echtzeit möglich. Die Totzeiten, die bei der analogen Signalverarbeitung als Fehlerquelle bekannt sind, entfallen durch die lückenlose Signalaufnahme und den Verarbeitungsprozess (die primäre Analyse).

Umfangreiche Grundlagenuntersuchungen wurden mit dem LAZEW durchgeführt. Die gute Übereinstimmung der Verteilung der Partikelintervalle zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Ergebnis bewies eine stabile Strömung im Freistrahle, die eine wichtige Voraussetzung für die nachfolgende Analyse darstellt. Das Messvolumen konnte so gut definiert werden, dass was die Größen, die zu der Verteilung der Signal- bzw. Messungseigenschaften (TP, HP usw.) führen, im Prinzip durch die Simulation des Messvolumens theoretisch begründet werden können. Mit monodispersen kugelförmigen DEHS-Partikeln wurde das LAZEW kalibriert. Das experimentelle Ergebnis stimmte mit der Theorie (Mie-Theorie) gut überein, bei korrekter Ermittlung der optischen Gerätedaten kann die theoretische Kalibrierkurve verwendet werden. Im Vergleich mit dem Spitzenwert der Signale U_p , der konventionell zur Bestimmung der Partikelgrößen verwendet wird, wurde auch eine Mittelwertbildung (U_M) der Spitzenwerte bei der Signalverwertung vorgenommen. Der Unterschied zwischen den Ergebnissen war gering.

Das LAZEW besteht aus zwei verschiedenen Empfangswinkelbereichen, aus denen zwei konventionelle Kalibrierkurven ermittelt werden. Theoretisch kann eine beliebige Kombination (durch Addition mit Gewichtung) der zwei Kalibrierkurven zur Schaffung einer eindeutigen Kalibrierkurve zwischen Signalthöhe und Partikeldurchmesser genutzt werden. Aber praktisch ist das kaum möglich, besonders beim Einsatz für unterschiedliche

Stoffsysteme. Auf diesem Grund wurde ein neues Verfahren zur Bestimmung der Partikelgröße auf Basis des LAZEW entwickelt:

Aus den zwei Kalibrierkurven bildet sich eine Raumkurve $f(x, U_{p-1}, U_{p-2})$, deren Projektion $f(U_{p-1}, U_{p-2})$ als die neue Kalibrierkurve betrachtet wird. Auf sie sollen alle Messpunkte von (U_{p-1}, U_{p-2}) fallen, aber wegen verschiedenen Faktoren streuen die Messpunkte in der Praxis immer um die richtige Stelle auf der Kurve. Mit der Modellvorstellung, dass der Messpunkt dem nächsten auf der Kurve $f(U_{p-1}, U_{p-2})$ liegenden Partikeldurchmesser zugeordnet wird, wurden die Größenverteilungen von monodispersen DEHS-Partikeln ermittelt. Die Versuchsergebnisse zeigten, dass dieses neue Verfahren für die Ermittlung der Partikelgrößen aus mehrdeutigen Kurven, besonders beim Einsatz für unterschiedliche Stoffsysteme bzw. einem breiten Brechungsindexbereich geeignet ist. Außer diesem typischen Modell sind noch spezielle Modelle für die Zuordnung der Partikelgrößen einsetzbar. Mit Matrix-Methoden können die statistische Auswertung und die Methode zur Restaurierung der originalen Messpunkte (U_{p-1}, U_{p-2}) eingeführt werden. Das wird einer nachfolgenden Arbeit vorbehalten bleiben.

Das gemeinsame Messvolumen befindet sich innerhalb der Strömung, außer diesem haben die zwei Empfangssysteme jeweils noch ein eigenes Messvolumen, aus denen täuschende Signalpaare stammen können. Diesbezüglich unterscheidet sich das LAZEW von den herkömmlichen OPZ. Das Verhalten der Koinzidenzen wurde theoretisch analysiert, geräte technische Maßnahmen wurden vorgestellt.

Bei Nutzung eines Laserstrahl ist die Intensität im Messvolumen ungleichmäßig, die Impulshöhe einer Partikel wird nicht eindeutig bestimmt. Zur Unterdrückung der Inhomogenität wurde in der vorliegenden Arbeit der Laserstrahl gegen das Messvolumen ausreichend groß fokussiert, so dass das Messvolumen eine niedrige Intensität hat. Um die Intensität zu erhöhen, ist eine weitere Fokussierung des Laserstrahls möglich, das aber erfordert eine entsprechende mathematische Korrektur [63, 64].

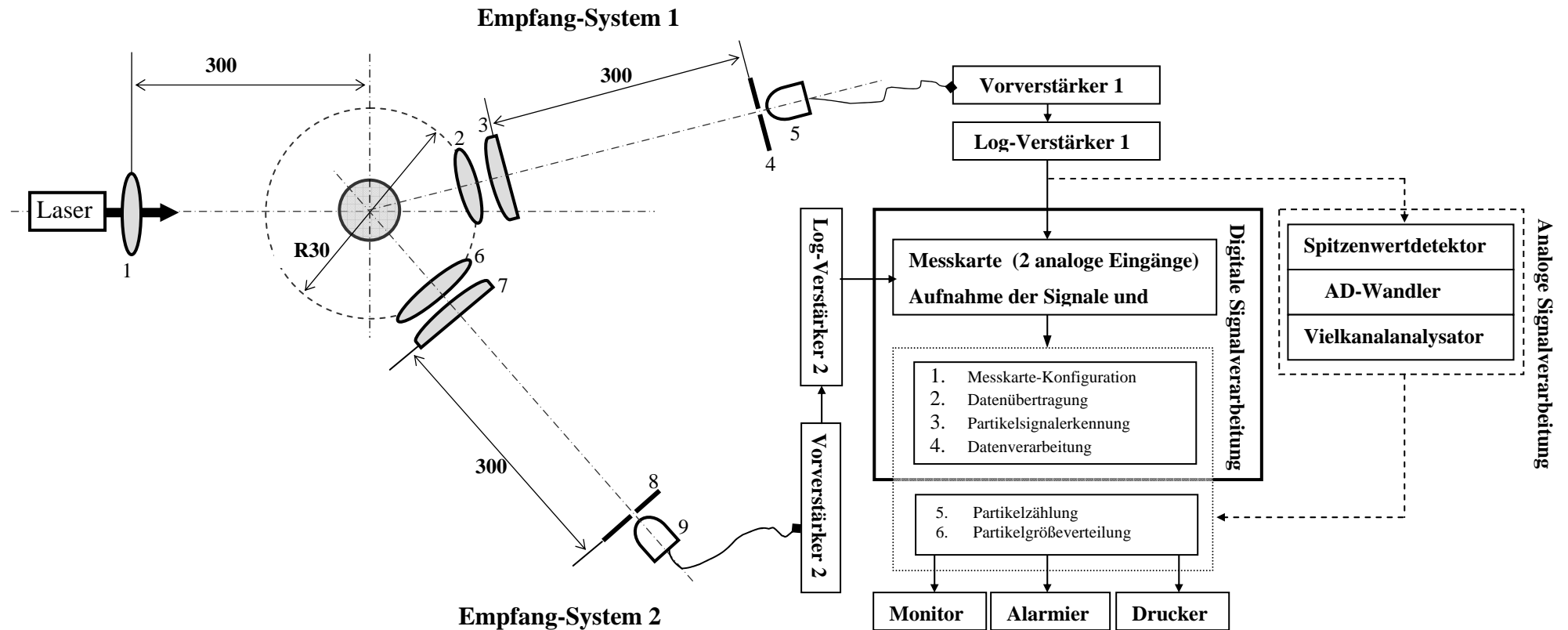
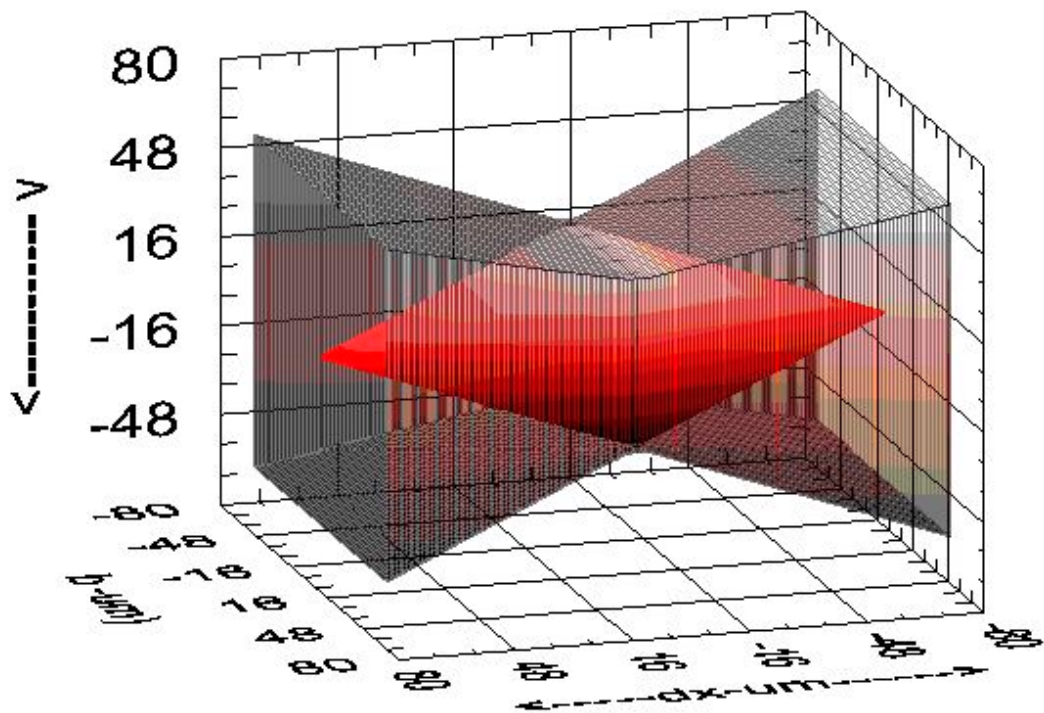
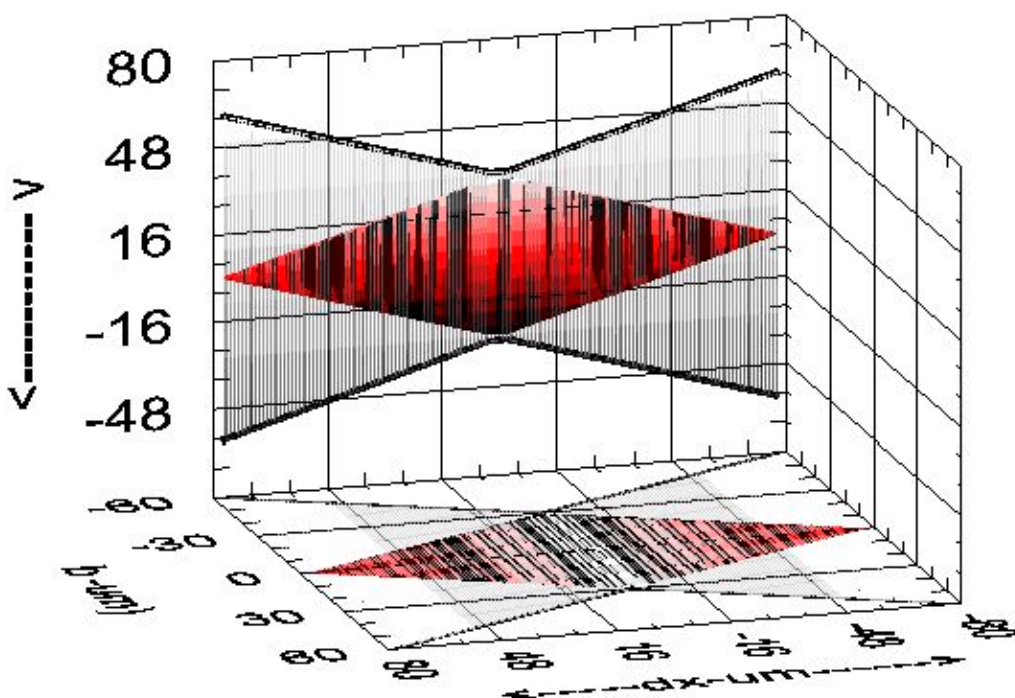


Abbildung: Optische Anordnung von LAZEW und deren Blockschaltbild der Messdatenverarbeitung

1. Plankonvexlinse $f=300\text{mm}$ (Linos: 312357), 2. Achromate $f=30\text{mm}$ (Linos: 052008), 3 und 7. Plankonvexlinse $f=300\text{mm}$ (Linos: 063826), 4 und 8. Blende, 5 und 9. Photodiode SFH 203P, 6. HALO $f=300\text{mm}$ (Linos: 038903).

Anhang B: Simulation des Messvolumens von einem Empfangssystem

System 2 (Beispiel): Winkelbereich=44.7°, Rechteckblende: $L \times H = 0.6\text{mm} \times 0.6\text{mm}$, $|\beta| = 10^\circ$.

B1. 3D-Darstellung**B2: Projektion auf XY- und XZ-Ebene**

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	Eintrittsfläche der Partikeln
$A-D$	Messzonen
$A_{256 \times 256}$	das zweidimensionale Signalthöhen-Spektrum einer Partikel.
ADE	Application Development Environment
AD -Wandler	analog-digital-Wandler
APD	Avalanche Photodiode
b	Breite des Messvolumens
$B1, B2$	Teil des Messvolumens von System 1 und 2 (außer MV)
BE	Blendenebene
BL	Blendenöffnung
C_N	Anzahlkonzentration
$CH1$	Signaleingang 1 von der Messkarte 5112
$CH2$	Signaleingang 2 von der Messkarte 5112
d_{Spot}	die aus D_{Spot} umgerechnete Größe der Partikeln auf der Messvolumenseite
dx	Abweichung der Eintrittsposition der Partikeln von KK
D_{Spot}	Bildgröße (Spotgröße) der Partikeln auf der Blendenebene.
$DEHS$	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
\vec{E}_i	elektronische Feldkomponente des einfallenden Lichtes
f	Brennweite der Linse
$f_{Abtasten}$	Abtastfrequenz der Messkarte (bei 2MHz),
F, F_S	Streulichtleistung
$gain$	Konfigurationsparameter der Messkarte
h	mittlere Höhe des Messvolumens
h_A	Höhe der Zone A eines Durchschnittes des Messvolumens
\vec{H}_i	magnetische Feldkomponente des einfallenden Lichtes
H	vertikale Abmessung der Blendenöffnung
H_A	Höhe der Zone A von der Blendenöffnung

HP	Signalhalbwertpunktezahl
i	diskreten ganze Zahl für U_{p-1}
i_1	senkrecht zur Streuebene polarisierte Intensitätsfunktion des Streulichtes
i_2	parallel zur Streuebene polarisierte Intensitätsfunktion des Streulichtes
I_0	Intensität des einfallenden Lichtes, (die maximale Intensität beim Laserstrahl)
$IntvP$	Partikelintervall
j	die diskreten ganze Zahl für U_{p-2}
k	Blendezahl der Linse
KK	Bild von der Blende
l	mittlere Länge des Messvolumens
l_A	Länge der Zone A eines Durchschnittees des Messvolumens
L	horizontale Abmessung der Blendeöffnung
L	Abmessung des Empfangssystems
L_A	Länge der Zone A (auf der Blendenseite)
$L11$	erste Linse von dem Empfangssystem 1
$L12$	zweite Linse von dem Empfangssystem 1
$L21$	erste Linse von dem Empfangssystem 2
$L22$	zweite Linse von dem Empfangssystem 2
m	der relative Brechungsindex zwischen m_p und m_M
m_p	Brechungsindex der Partikel
mr_p	der reelle Teil von m_p
mi_p	der imaginäre Teil von m_p
m_M	Brechungsindex des Mediums
MDP	Halbwertintervall des Signalpaars
$MV1_{\text{ganz}}$	der separate gesamte Detektionsweg von dem Empfangssystem 1
$MV2_{\text{ganz}}$	der separate gesamte Detektionsweg von dem Empfangssystem 2
$MV1_{\text{mitte}}$	der separate zentrale Detektionsweg von dem Empfangssystem 1
$MV2_{\text{mitte}}$	der separate zentrale Detektionsweg von dem Empfangssystem 2
MV_{ganz}	der gesamte gemeinsame Detektionsweg von zwei Empfangssystemen.
MV	der zentrale gemeinsame Detektionsweg von zwei Empfangssystemen.
n_p	das zeitliche Partikelintervall bezüglich des Messpunktes

N	Partikelanzahl allgemein
N_0	wahre Partikelanzahl
NP_{gesamt}	die bei der Messung gesamten abgetasteten Messpunkte
$N_{256 \times 256}$	das zweidimensionale Signalhöhen-Spektrum von der Messung
$offset$	Konfigurationsparameter der Messkarte
OO	Optische Achse von dem Empfangsystems
$P_{\alpha,k}$	Wahrscheinlichkeit für die zeitlichen Intervalle
$Poi(z)$	Poissonverteilung
PD	Photodiode
PMT	Photomultiplier Tube
RAM	Arbeitsspeicherplatz des Computers
RP	Signalanstiegspunktezahl
S_1	die senkrecht zur Streuebene polarisierte Amplitudenfunktion des Streulichtes
S_2	die parallel zur Streuebene polarisierte Amplitudenfunktion des Streulichtes
$t1- t5$	Zeit der unterschiedlichen Signalphasen
$t1_{Schwell}$	Schwellenwert von $t1$
$t_{Signaldauer}$	Signaldauer allgemein
t_{total}	gesamte Signaldauer
t_M	Signaldauer zwischen zwei Signalhalbwertpunkten
T	Dicke der Blende
$T_{Messdauer}$	Zeit der Messung
TP	Signalpunktezahl
T_s	Siedertemperatur von MAG-2000
U	Signalspannung allgemein
U_{Ein}	Eingangssignal
U_{Aus}	Ausgangssignal
U_p	Spitzenwert des Signals
U_m	Spitzenmittelwert des Signals
U_{p-1}	Spitzenwert von dem Signal 1
U_{p-2}	Spitzenwert von dem Signal 2

U_{P-Sub}	Pegelstand der L-Stufe des Signals
$(U1_z, U2_z)$	Schwerpunkt von der zweidimensionalen Impulshöhenverteilung
v	Partikelgeschwindigkeit im Messvolumen
V_{MV}	Volumen des Messvolumens
\dot{V}	Volumenstrom
w_0	Tailenradius des Laserstrahls
w_f	der neue Tailenradius des Laserstrahls nach der Fokussierung
x, X	Partikeldurchmesser
$X_{256 \times 256}$	Kalibrier-Matrix
X_p, X_m	Spitzenwert des Signals (8-bit)

Griechische Buchstaben

α	Mie-Größenparameter
α	Partikelrate bzw. Partikelzählrate
α_p	Partikelrate bezüglich des Messpunktes
$ \beta $	Vergrößerung des Empfangs-Linsensystems
χ	Anteil der Spotgröße an der ganzen Blendenöffnung
δ	Verhältnis zwischen Zone AA und MV
μ_z	Erwartungswert.
θ	Winkel
θ_1	Anfangswinkel des Empfangraumwinkelbereiches
θ_2	Endwinkel des Empfangraumwinkelbereiches
θ_M	Winkel der Mitte der Empfangapertur
θ_1	Empfangwinkelbereich der ersten Linse
θ_2	Winkelbereich der zweiten Linse zur Fokussierung
φ	Polarisationswinkel des Streulichtes
$\Delta\varphi$	Polarisationswinkelbereich
Δz	Schärfentiefe des Laserstrahls
λ	Wellenlänge des einfallenden Primärlichtes

Φ	freie Öffnung (Durchmesser) der Linse
η_{TP}, η_{HP}	Verhältnis zwischen zwei Fraktionen bei <i>TP</i> und <i>HP</i>
$\eta_{Schwell}$	Verhältnis zwischen $t1_{Schwell}$ und tI
τ	das zeitliche Partikelintervall bei der Zählung

Indices, tiefgestellt

max	maximal
min	minimal
<i>Beugung</i>	Beugungseffekt
<i>Aberration</i>	Optische sphärische Aberration
<i>mod</i>	Modalwert
50	Medianwert
<i>P</i>	Spitzenwert des Signals
<i>m</i>	Spitzenmittwert des Signals
H	horizontal: Richtung der Blendenlänge
V	vertikal: Richtung der Blendenhöhe (Strömung)

Literaturverzeichnis

1. Feinstäube: Je kleiner die Teilchen, desto schlimmer ihre Wirkung: Eine große Gesundheitsgefahr. VDI- Nachrichten 08.04.05
2. R. Polke, R. Rieger (1978): Partikelgrößenanalysen $<10\mu\text{m}$ Messmethoden und Schwierigkeiten. Chem.-Ing.-Tech.50. Nr.3, 149-154
3. David Y. H. Pui and Benjamin Y. H. Liu (1988): Advances in Instrumentation for Atmospheric Aerosol Measurement. Physica Scripta. Vol.37, 252-269
4. H. Umhauer, P. Gäng, W. Peukert: Trenngradmessungen bei hohen Temperaturen mit einem Streulicht-Partikelzähler. Proc. PARTEC '89, 1st European Symp. Separation of Particles from Gases, Nürnberg, Germany, 1989, 143-171
5. H. Umhauer, S. Berbner, G. Hemmer (2000): Optical in Situ Size and Concentration Measurement of Particles Dispersed in Gases at Temperatures up to 1000°C . Part. Part. Syst. Charact. 17, 3-15
6. G. Keusen, Anwendung der Streulicht-Partikelgrößen-Zählanalyse zur Charakterisierung von Tropfenkollektiven bei der Dieselöl-Hochdruckzerstäubung, PhD Thesis, Universität Karlsruhe (TH), 2003.
7. T. O'Hern, D. Rader (1993): Practical application of in situ aerosol measurement. In Halon Alternatives Technical Working Conference, Albuquerque, 275-289.
8. H. Schmid, S. Veith, H. Umhauer (2002): In-Situ Measurement of Local Particle Flux Densities in a Complex Two-Phase Flow Part. Part. Syst. Charact. 19, 203-215
9. J. Raasch und H. Umhauer (1984): Der Koinzidenzfehler bei der Streulicht-Partikelgrößen-Zählanalyse. Fortschritt-Berichte der VDI Reihe 3 Nr.95
10. G. Mie (1908): Beiträge zur Optik trüber Medien. Ann. Physik 25, 377-445

11. H. C. van de Hulst, Light scattering by small particles. New York London 1957.
12. R. Brossmann, Die Lichtstreuung an kleinen Teilchen als Grundlage einer Teilchengrößenbestimmung. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe. 1966.
13. C. F. Bohren und D. R. Huffman, Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley Science Paperback, 1983
14. J. V. Dave (1968): Subroutines for computing the parameters of the Electromagnetic Radiation Scattered. IBM Contributed Program Library, 360D-17.4.002
15. W. J. Wiscombe (1980): Improved Mie Scattering Algorithms. Appl. Opt., 19, 1505-1509
16. W. J. Wiscombe, Mie Scattering Calculations: advances in technique and fast, vector-speed computer codes, NCAR/TN-140+STR, June 1979 (edited/revised August 1996), National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado
17. Renliang Xu, Particle Characterization: Light Scattering Methods, Kluwer Academic Publishers, 2000.
18. H. Umhauer (1983): Particle Size Distribution Analysis by Scattered Light Measurements Using an Optically Defined Measuring Volume. J. Aerosol Sci.14, 765-770
19. J. Gebhart, A. Anselm (1987): Effect of Particle Shape on the Response of Single Particle Optical Counters. In `` Proceedings on an International symposium on Optical Particle Sizing: Theory and Practice`` 393-409, May 12-15, Rouen, France
20. J. Bol, J. Gebhart, W. Heinze, W.-D. Petersen, G. Wurzbacher (1970): Ein Streulicht-Teilchengrößenspektrometer für submikroskopische Aerosole hoher Konzentration. Staub-Reihhalt. Luft 30, 475-479
21. J. Heyder, C. Roth, W. Stahlhofen (1971): A Laser Spectrometer for Size Analysis of Small Airborne Particles. Journal of aerosol science Vol.2, 341-352

22. *LabVIEWTM* User Manual, National Instrument, July 2000 Edition
23. *LabVIEWTM* Measurements Manual, National Instrument, July 2000 Edition
24. Technische Informationen zur Optik, LINOS Katalog 05/06 248-267
25. R.W. Pohl, Optik und Atomphysik (elfte Auflage). Springer-Verlag, Berlin Göttingen Heidelberg, 1963
26. Optics Guide: Fundamental Optics, The Practical Application of Light, Melles Griot, 1999
27. B. Sachweh, H. Umhauer, F. Ebert, H. Büttner and R. Friehmelt (1998): In situ optical particle counter with improved coincidence error correction for number concentrations up to 10^7 particles cm^{-3} . J. Aerosol Sci. 29, 1075–1086
28. G. Lindenthal, L. Mölter (1998): New White-Light Single-Particle Counter - Border Zone Error nearly eliminated. Proc. PARTEC '98, 7th European Symp. On Particle Characterization, Nürnberg, Germany, 581-590.
29. E.A. Hovenac, and E.D. Hirleman (1991): Use of Rotating Pinholes and Reticles for Calibration of Cloud Droplet Instrumentation. J. Atmos. Oceanic Technol., 8, 166–171.
30. Fokussierung und Aufweitung von Laserstrahlung, , LINOS Katalog 05/06 262-263
31. Computer-Based Instruments: NI 5112 User Manual, National Instruments, June 2001
32. Computer-Based Instruments: NI-SCOPE Software User Manual, National Instruments, June 2001
33. <http://forums.ni.com/ni/board/message?board.id=150&message.id=158>
34. <http://forums.ni.com/ni/board/message?board.id=150&message.id=1246>

35. H. D Hartog, F. A Muller (1950): Dead-time theory and technique. *Physica*, 16, Issue 1, 17-29
36. B. B Trott (1961): Automatic correction of counting losses in a Geiger-Müller counter used with periodically varying radiation. *Journal of Scientific Instruments*, Volume 38, Issue 1, 20-21
37. J. Harms (1967): Automatic Dead-Time Correction for multichannel pulse-height analyzers at variable counting rates. *Nucl. Instrum. Methods*, 53: 192-6
38. Baumgardner, D., W. Strapp, and J.E. Dye (1985): Evaluation of the Forward Scattering Spectrometer Probe. Part II: Corrections for Coincidence and Dead-Time Losses. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2, 626–632.
39. J. Brenguier, L. Amodei (1989): Coincidence and Dead-Time Corrections for Particle Counters. Part I: A General Mathematical Formalism. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 575–584.
40. J. Brenguier (1989): Coincidence and Dead-Time Corrections for Particles Counters. Part II: High Concentration Measurements with an FSSP. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 585–598.
41. R. N. Berglund, B. Y. H. Liu (1973): Generation of Monodisperse Aerosol Standards. *Environ. Sci. Technol.* 7, 147-153
42. H. Chein, C. C.-K. Chou (1997): A modified high-output, size-selective aerosol generator. *Particle and Particle Systems Characterization*, 14, 290-294
43. S. Heidenreich, R. Friehmelt, H. Büttner, F. Ebert (1998): Methods to Calibrate Optical Particle. Counters, in *Preprints of Partec 98, 7th European Symp. on Particle Characterization*, Nürnberg, Germany, 723-732
44. VDI-Richtlinie 3491 Blatt 4, Beuth-Verlag, Berlin

45. Bedienungsanleitung MAG-2000, Palas GmbH. Karlsruhe, Dez.97
46. U. Riebel, Y. G. Stommel (2004): Bedienungsanleitung Aerosol-Verdünnungsapparatur (DE-OS 101 10 156). (private Kommunikation)
47. Y. Stommel, U. Riebel (2004): Characteristics of a new aerosol dilution system for volumetric flow rates between 0.2 and 10 l/min. Vortrag, PARTEC, Nürnberg.
48. Bedienungsanleitung SLG 250, Topas GmbH. Dresden, Jan. 96
49. Peter Borggräfe, Erweiterung des Messbereichs von optischen Partikelzählern durch gezielte Reduzierung der Störquellen und mit digitalen Signalverarbeitungsmethoden. Dissertation Gerhard-Mercator-Universität-Gesamthochschule Duisburg, 2000
50. K. Janka, T. Kivistö and J. Mäkynen (1982): pulse interval and pulse width measurements in determining the flow characteristics in the viewing volume of single particle optical. J. Aerosol Sci. Vol.13, No.5. 451-457
51. J. Mäkynen, J. Hakulinen, T. Kivistö, M. Lehtimäki (1982): Optical particle counters: Response, resolution and counting efficiency, Journal of Aerosol Science 13, 529–535.
52. W. W. Szymanski, B. Y. H. Liu (1986): On the Sizing Accuracy of Laser Optical Particle Counters, Part, Charact. 3 1-7
53. R. Jaenicke, T. Hanusch (1993): Simulation of the optical particle counter forward scattering spectrometer probe 100 (FSSP-100): Consequences for size distribution measurements. Aerosol Sci. 18, 309–322.
54. Y. J. Kim, J. F. Boatman (1990): Size calibration corrections for the Forward Scattering Spectrometer Probe (FSSP) for measurement of atmospheric aerosols of different refractive indices. J. Atmos. Oceanic Technol., 7, 681-688.

55. Y. J. Kim (1995): Response of the Active Scattering Aerosol Spectrometer Probe (ASASP-100X) to Particles of Different Chemical Composition, *Aerosol Sci. & Technol.*, 22, 33-42
56. Y. Liu and Peter H. Daum (2000): The Effect of Refractive Index on Size Distributions and Light Scattering Coefficients Derived from optical Particle Counters, *J. Aerosol Sci.* 31(8), 945-957
57. K. T. Whitby and K. Willeke (1979): "Single Particle Optical Counters: Principles and Field Use" in *Measurement of Aerosols* (D.A. Lundgren et al., editors), 145-182, University Presses of Florida, Gainesville, FL.
58. Edward A. Hovenac (1987): Performance and operating envelope of imaging and scattering particle sizing instruments Presented at the International Conference on Optical Methods in Flow and Particle Diagnostics. San Diego, Calif., 8-12
59. L.H. Princen, W. F. Kwolek (1965): Coincidence Corrections for Particle Size Determinations with the Coulter Counter. *Review of Scientific Instruments* Vol. 36, 646-653
60. J. F. Pisani and G. H. Thomson (1971): Coincidence errors in automatic particle counters. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 4, 359-361
61. H Bader, HR Gordon, OB Brown (1972): Theory of Coincidence Counts and Simple Practical Methods of Coincidence Count Correction for Optical and Resistive Pulse Particle Counters. *Review of Scientific Instruments* 43, 1407-1412
62. R. Jaenicke (1972): The optical particle counter: cross-sensitivity and coincidence. *J. Aerosol Sci.* 3, 95-111.
63. D. Baumgardner, M. Spowart (1990): Evaluation of the Forward Scattering Spectrometer Probe. Part III: Time Response and Laser Inhomogeneity Limitations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 666-672.

64. Y. J. Kim and J. F. Boatman (1990): Corrections for the Effects of Particle Trajectory and Beam Intensity Profile on the Size Spectra of Atmospheric Aerosols Measured with a Forward Scattering Spectrometer Probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 7, 673–680.

Danksagung

Mein Dank gebührt zuvorderst meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Ulrich Riebel, denn er brachte mir sehr viel Geduld entgegen und sorgte mit wertvollen Ratschlägen. Seine Aufgeschlossenheit hinsichtlich der Themenwahl und sein Interesse haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ohne ihn ich niemals ein Licht am Ende der Doktorarbeit gesehen hätte. Für die Übernahme des zweiten Gutachtens spreche ich Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Ay meinen Dank aus.

Ich möchte allen Mitarbeitern des Lehrstuhls Mechanischer Verfahrenstechnik herzlich danken, besonders Herrn Joachim Schwentner für seine Arbeit für die Elektronik und Herrn Uwe Zernsdorf für die Arbeit der Mechanik des LAZEW-Systems. Herrn Frank Schlag danke ich für seine stets vorhandene Hilfsbereitschaft bei der Versuchsdurchführung und das Korrekturlesen dieser Dissertation. Ein spezieller Dank geht auch an Frau Renate Choyna, die bei meiner Arbeit und dem Leben in Cottbus viel geholfen hat.

Weiterhin gilt mein Dank auch den Kollegen bzw. den ehemaligen Jianqi Shen, Yves-Gorat Stommel, Holger Leubner, Robert Mnich, Xiaoi Guo, Christian Lübbert und Sergiy Lebedynskyy für ihre Hilfsbereitschaft, Freundlichkeit und das überaus angenehme Arbeitsklima sowie die angeregten Diskussionen während der gemeinsamen Zeit. Ganz besonders bedanke ich mich bei allen Personen, die mir geholfen haben, hier aber unerwähnt geblieben sind.

Schließlich möchte ich meinen Eltern danken, ohne die ein Studium und eine Doktorarbeit niemals möglich geworden wären. Einen ganz besonders herzlichen Dank möchte ich meiner Frau Xiuli Cheng aussprechen, die nicht nur meine schlechte Laune und meine Zeiten der überstrapazierten Nerven geduldet und überstanden hat, sondern mich stets bestärkt hat, wenn ich an mir gezweifelt habe. Daher widme ich ihr diese Arbeit.

Lebenslauf

- 08.09.1975 geboren in Hebei, China
- 09.1993-07.1997 Studium im Fachbereich Maschinenbau an der Petroleum University of China
- 07.1997 Bachelor-Ingenieur
- 09.1997-04.2000 Studium im Fachbereich Mechatronik an der North China Electric Power University
- 04.2000 Master-Ingenieur
- 09.2000-07.2001 Deutschsprache-Studium (intensiv) an der Universität Beijing Institut of Technology
- 06.2002-06.2008 tätig als wissenschaftlicher Mitarbeiter in dem Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik an der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus